

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES

PAR

Jean PICARD

PREMIÈRE THÈSE

Contribution à la spectroscopie des isotones à 50 neutrons

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Thèses soutenues le 27 mai 1969 devant la Commission d'Examen.

MM. LEHMANN

Président

ARVIEU
COTTON
GILLET

} Examineurs

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES

PAR

Jean PICARD

PREMIÈRE THÈSE

Contribution à la spectroscopie des isotones à 50 neutrons

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Thèses soutenues le 27 mai 1969 devant la Commission d'Examen

MM. LEHMANN

Président

ARVIEU
COTTON
GILLET

} Examineurs

THESES

PROPOSÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES MATHÉMATIQUES
UNIVERSITÉ DE PARIS

PAR M. J. L. L.

LE CRAPPE DE DOCTEUR



1888

1888

Contribution à la géométrie des courbes à 3D

1888

1888

1888

1888

1888

1888

TABLE DES MATIERES

Chapitre I - INTRODUCTION	1
I-1. PLAN DU TRAVAIL	1
I-2. ETUDE EXPERIMENTALE DES ETATS DE PARTICULE ET DE QUASI-PARTICULE	3
I-3. ANALYSE THEORIQUE DES ETATS DE QUASI-PARTICULE	3
I-4. LES ETATS VIBRATIONNELS DES ISOTONES $N=50$. CAS PARTICULIER DE ^{88}Sr	4
Chapitre II - LES ETATS DE PROTON DANS UNE COUCHE INCOMPLETE	5
II-1. INTRODUCTION	5
II-2. SCHEMA DES ETATS PREVUS PAR LE MODELE DES COUCHES	6
II-3. DESCRIPTION DE LA METHODE EXPERIMENTALE	7
II-3.1 Faisceau et chambre à diffusion	7
II-3.2 Cibles	7
II-3.3 Détection et identification des particules	7
II-3.4 Analyse des impulsions	8
II-3.5 Analyse des spectres	8
II-4. DISCUSSION DES COURBES EXPERIMENTALES	9
II-5. CALCUL DES SECTIONS EFFICACES EN DWBA ET FACTEURS SPECTROSCOPIQUES ...	10
II-5.1 Détermination des paramètres optiques	11
II-5.2 La fonction d'onde liée	12
II-5.3 La constante de normalisation	12
II-6. ANALYSE ET DISCUSSION DES RESULTATS	13
II-6.1 La réaction $^{88}\text{Sr}(^3\text{He}, d)^{89}\text{Y}$	14
II-6.2 La réaction $^{90}\text{Zr}(^3\text{He}, d)^{91}\text{Nb}$	14
II-6.3 La réaction $^{92}\text{Mo}(^3\text{He}, d)^{93}\text{Te}$	15
II-6.4 Remarques	15

II-7. RESUME DES DONNEES EXPERIMENTALES SUR LES ETATS DE QUASI-PARTICULE DE PROTON DES ISOTONES $N = 50$	16
II-8. INTERPRETATION PHENOMENOLOGIQUE PAR LA METHODE BCS(IGE)	19
II-8.1 Description de la méthode BCS(IGE)	19
II-8.2 Application aux isotones pair-impairs à 50 neutrons;	26
<u>Chapitre III</u> - LES ETATS DE NEUTRON DES ISOTONES $N = 50$	28
III-1. INTRODUCTION	28
III-2. METHODE EXPERIMENTALE POUR L'ETUDE DE LA REACTION DE PICK-UP ($^3\text{He}, \alpha$)	29
III-3. DISCUSSION DES COURBES EXPERIMENTALES	30
III-4. CALCUL DES SECTIONS EFFICACES DE PICK-UP EN DWBA ET FACTEURS SPEC- TROSCOPIQUES	31
III-4.1 La constante de normalisation $N_{\tau, \alpha}$	31
III-4.2 Les sections efficaces réduites $\sigma_{lj}(\theta)$	32
III-4.3 Les distributions angulaires	34
III-4.4 Les facteurs spectroscopiques	34
III-5. ANALYSE ET DISCUSSION DES RESULTATS	35
III-5.1 La réaction $^{88}\text{Sr}(^3\text{He}, \alpha)^{87}\text{Sr}$	36
III-5.2 La réaction $^{90}\text{Zr}(^3\text{He}, \alpha)^{89}\text{Zr}$	36
III-5.3 La réaction $^{92}\text{Mo}(^3\text{He}, \alpha)^{91}\text{Mo}$	37
III-5.4 La réaction $^{89}\text{Y}(^3\text{He}, \alpha)^{88}\text{Y}$	37
III-6. RESUME DES DONNEES EXPERIMENTALES SUR LES ETATS DU TYPE PARTICULE OU TROU DE NEUTRON DANS LES ISOTONES $N = 50$	38
<u>Chapitre IV</u> - LES ETATS VIBRATIONNELS DES ISOTONES PAIR-PAIRS A 50 NEUTRONS	40
IV-1. INTRODUCTION	40
IV-2. ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DIFFUSION DE PROTONS DE 20 MeV SUR ^{88}Sr ...	41
IV-2.1 Dispositif expérimental	41
IV-2.2 Enregistrement des mesures	41
IV-3. ANALYSE DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES	42
IV-3.1 Détermination des paramètres optiques de la diffusion élastique ..	42
IV-3.2 Analyse des distributions angulaires dans le cadre de modèles col- lectifs	42
IV-3.3 Comparaison des probabilités de transition déterminées par diffé- rentes expériences	43

IV-4. CALCUL DES ETATS VIBRATIONNELS DES NOYAUX PAIR-PAIRS A UNE SEULE COUCHE FERMEE	43
IV-4.1 La force effective nucléon-nucléon	43
IV-4.2 L'espace de configuration	45
IV-4.3 Diagonalisation de l'hamiltonien résiduel	45
IV-4.4 L'approximation de Tamm-Dancoff	47
IV-4.5 L'approximation des phases aléatoires ou RPA	48
IV-4.6 Calcul des niveaux d'énergie et des taux de transition	50
IV-5. APPLICATION AUX ISOTONES $N = 50$	51
IV-5.1 Les états de parité impaire	51
IV-5.2 Les états de parité paire	52
IV-6. CALCUL MICROSCOPIQUE DE LA DIFFUSION INELASTIQUE SUR LES ETATS COLLECTIFS DE ^{88}Sr	53
IV-6.1 Calcul de l'amplitude de diffusion dans la DWBA antisymétrisée .	53
IV-6.2 Discussion des résultats et comparaison des modèles microscopiques et collectifs	56
IV-6.3 Renormalisation des amplitudes spectroscopiques	57
CONCLUSION	62
REFERENCES	65
LEGENDES DES TABLEAUX	69
LEGENDES DES FIGURES	81
APPENDICES	
A - Détection et analyse des particules	A-1
B - Problèmes statistiques liés au comptage des particules	B-1
C - Analyse des réactions directes	C-1

Cette thèse est basée sur les travaux publiés dans les cinq articles suivants :

- (1) LES REACTIONS DE TRANSFERT D'UN NUCLEON DANS LA D.W.B.A.

B. Giraud et J. Picard, Rapport CEA-R-3574 (1968).

- (2) SPECTROSCOPIC STUDIES IN THE A=90 MASS REGION

I - THE ($^3\text{He}, d$) REACTION ON ^{88}Sr , ^{90}Zr and ^{92}Mo NUCLEI

J. Picard et G. Bassani, Nucl. Phys. 1969.

- (3) SPECTROSCOPIC STUDIES IN THE A=90 MASS REGION

II - NEUTRON HOLE STATES IN N=49 NUCLEI

G. Bassani et J. Picard, Nucl. Phys. 1969.

- (4) COLLECTIVE PROPERTIES OF N=50 ISOTONES

V. Gillet, B. Giraud, J. Picard et M. Rho, Phys. Letters, 27B (1968) 483.

- (5) THE $^{88}\text{Sr}(p, p')^{88}\text{Sr}^*$ REACTION AT 20 MeV AND ANTISYMMETRIZED MICROSCOPIC D.W.B.A.

J. Picard, O. Beer, El. Behay, P. Lopato, Y. Terrien, G. Vallois et R. Schaeffer, Nucl. Phys. A128 (1969) 481.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

CHAPITRE I

INTRODUCTION

I-1. PLAN DU TRAVAIL

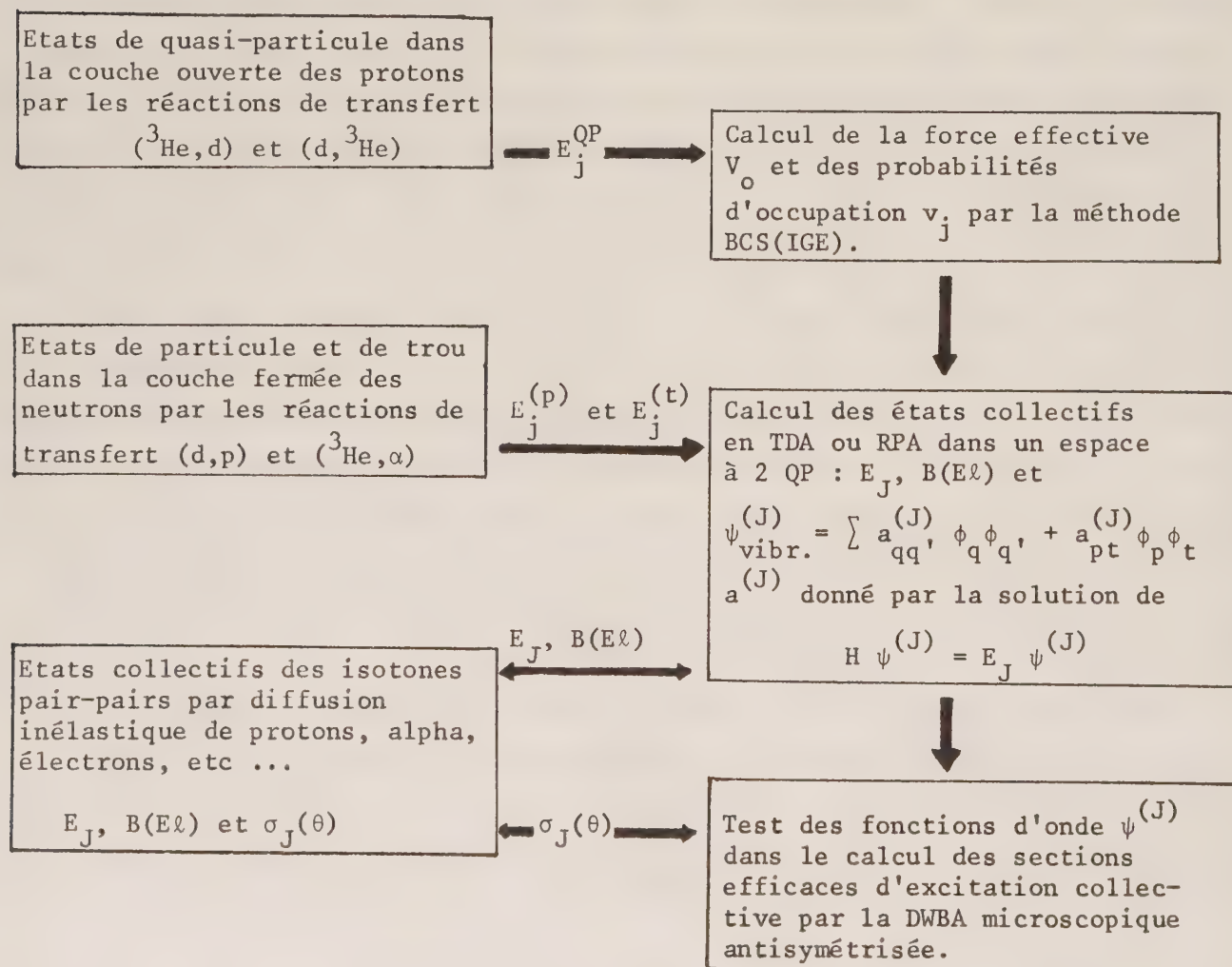
De nombreux travaux effectués ces dernières années ont permis l'élaboration de modèles nucléaires microscopiques rendant compte de résultats expérimentaux extrêmement variés. La méthode de Bardeen Cooper et Schrieffer (BCS) permet d'interpréter d'une manière simple les premiers états des noyaux impairs à une seule couche fermée comme des excitations à une quasi-particule indépendante. L'inversion des équations du gap dans la méthode BCS supprime une grande partie des ambiguïtés inhérentes au modèle des quasi-particules et permet d'utiliser ce modèle comme un premier pas vers des calculs plus élaborés. En particulier, les premiers états d'un noyau pair-pair à une couche complète peuvent être décrits dans le cadre du modèle vibrationnel microscopique lorsqu'on connaît la force effective à deux corps et les états des noyaux pair-impairs voisins ⁽¹⁾. Ainsi, les états vibrationnels des noyaux pair-pairs peuvent être décrits dans l'approximation de Tamm-Dancoff (TDA) ou dans l'approximation des phases aléatoires (RPA) dans un espace limité aux configurations à deux quasi-particules dans la couche incomplète des protons et aux excitations particule-trou du coeur fermé des neutrons. L'introduction des configurations particule-trou de neutron a pour but d'augmenter la collectivité des états sans faire intervenir la charge effective.

Les raisons du choix de la région de masse $A \approx 90$ sont les suivantes. Il s'agit tout d'abord évidemment de compléter nos connaissances sur les états de particule indépendante parmi lesquels seuls étaient connus les états de particule de neutron et de quasi-trou de proton. Les états de quasi-particule de proton ont été étudiés dans ce travail par la réaction de stripping ($^3\text{He}, d$) ⁽²⁾ et les états

de trou de neutron par la réaction de pick-up ($^3\text{He}, \alpha$) ⁽³⁾. La connaissance de ces états permet d'éprouver les différents modèles du noyau. En particulier, nous les avons utilisés pour déterminer la validité du modèle des quasi-particules indépendantes dans cette région de masse et celle du modèle vibrationnel dans un espace à deux quasi-particules. Du point de vue expérimental, les noyaux de cette région sont suffisamment lourds pour que la notion de champ moyen soit applicable alors que la barrière coulombienne n'est pas encore trop élevée pour nous interdire, avec les projectiles dont nous disposons, l'emploi des réactions directes, outil essentiel de la spectroscopie nucléaire. Enfin, cette région, et plus généralement les isotones magiques, a été relativement peu étudiée, tout au moins comparative-ment aux nickels, aux étains et aux plombs.

Recherche expérimentale

Calcul théorique



Le présent travail comporte deux parties :

i) une recherche systématique des états excités préférentiellement par transfert d'un nucléon. Ces états sont interprétés comme des états à une quasi-particule pour la couche ouverte des protons ou comme des états à une particule ou un trou dans le cas de la couche fermée des neutrons et fournissent les quantités nécessaires aux modèles ci-dessus ;

ii) une étude des états collectifs des noyaux pair-pairs de la couche fermée $N = 50$. Ces états sont susceptibles d'être décrits par la théorie dont on peut ainsi éprouver la validité.

I-2. ETUDE EXPERIMENTALE DES ETATS DE PARTICULE ET DE QUASI-PARTICULE

En partant des trois cibles ^{88}Sr , ^{90}Zr et ^{92}Mo , nous avons étudié les états de quasi-particule de proton dans les noyaux ^{89}Y , ^{91}Nb et ^{93}Tc au moyen de la réaction $(^3\text{He}, d)$ ⁽²⁾ et les états de trou de neutron dans les noyaux ^{87}Sr , ^{89}Zr et ^{91}Mo par la réaction $(^3\text{He}, \alpha)$ ⁽³⁾. Ce choix complète le travail expérimental relatif aux états de particule de neutron et aux états du type quasi-trou de proton étudiés de la même manière par des réactions de transfert de nucléon ^(4,5,6,7,8,9). Les réactions considérées sont du type "réactions directes" ⁽¹³⁾ et, par suite, le moment orbital transféré, la parité et, en général, le spin des niveaux observés ainsi que leur intensité relative d'excitation peuvent être obtenus en comparant les distributions angulaires mesurées à des courbes connues ou aux courbes calculées dans le cadre de l'approximation de Born des ondes déformées (DWBA).

I-3. ANALYSE THEORIQUE DES ETATS DE QUASI-PARTICULE

Pour obtenir les états de Hartree-Fock des protons de la couche ouverte, nous avons fait une analyse des états de quasi-particule de proton E_j déterminés dans les expériences précédentes. L'interprétation des niveaux E_j observés dans le noyau final peut se faire dans le cadre de la théorie des quasi-particules de Bardeen, Cooper et Schrieffer (BCS) ⁽³⁵⁾, pourvu que l'on dispose des paramètres de la force effective à deux corps et des énergies de Hartree-Fock ϵ_j . Dans la plupart des calculs antérieurs, les énergies ϵ_j sont estimées à partir de données expérimentales souvent incomplètes et les paramètres de la force nucléon-nucléon sont des paramètres libres que l'on fait varier empiriquement jusqu'à obtenir le spectre expérimental des E_j . Dans le présent travail, nous avons utilisé la méthode d'inversion des équations du gap (IGE) proposée récemment ⁽¹⁰⁾ qui détermine les fonctions d'onde de quasi-particule des premiers états excités des isotones impairs et, ce, sans paramètres ajustables.

I-4. LES ETATS VIBRATIONNELS DES ISOTONES $N=50$. CAS PARTICULIER DE ^{88}Sr

Les propriétés des états vibrationnels sont obtenues expérimentalement par diffusions élastique et inélastique (p,p') , (α,α') , (e,e') , etc' ..., qui sont représentées également par des opérateurs d'excitation à un corps. C'est pourquoi on a proposé de les décrire par des mélanges de configurations faisant intervenir des excitations comportant deux quasi-particules en plus ou en moins par rapport à l'état fondamental. Nous avons choisi d'étudier les états de ^{88}Sr par diffusion de protons ⁽¹²⁾ parce que ce noyau a une structure particulièrement simple, susceptible de mieux éprouver la validité des calculs théoriques. En outre, la diffusion (α,α') qui excite uniquement les états du type $T=0$ et la diffusion (e,e') , plus particulièrement sensible aux configurations de protons, ont été étudiées sur ^{88}Sr et la comparaison de ces diverses mesures donne des renseignements complémentaires sur la structure des fonctions d'onde considérées.

Nous décrivons ensuite brièvement le calcul des propriétés des états collectifs des isotones pair-pairs dans le cadre des approximations de Tamm-Dancoff et de la R.P.A. sur un espace constitué par l'ensemble des configurations à deux quasi-particules de protons et des configurations particule-trou du coeur fermé des neutrons. Nous faisons ⁽¹¹⁾ le calcul de ces états en utilisant les résultats des mesures mentionnées ci-dessus pour les configurations particule-trou de neutrons. En ce qui concerne les états de quasi-particules de protons, ceux-ci sont obtenus comme il a été indiqué précédemment à partir des énergies expérimentales et leur fonction d'onde est fournie par la théorie BCS(IGE).

Après avoir comparé les résultats du calcul aux résultats $(E_{J\pi}, B(E\lambda))$ donnés directement par l'expérience, nous utilisons les fonctions d'onde théoriques $\psi_{\text{vibr.}}$ pour calculer les sections efficaces différentielles de diffusion inélastique dans une formulation antisymétrisée de la DWBA ⁽¹²⁾. La comparaison des résultats obtenus aux mesures expérimentales permet d'obtenir des renseignements sur les contributions relatives des couches de nucléons ouvertes et des couches fermées (coeur de neutrons) dans une expérience de diffusion.

CHAPITRE II

LES ETATS DE PROTON DANS UNE COUCHE INCOMPLETE

II-1. INTRODUCTION

Le but de ce chapitre est de rechercher les niveaux du type "quasi-particule" de proton dans les isotones à 50 neutrons.

L'état fondamental d'un système composé d'un nombre pair de nucléons de même nature peut être décrit approximativement par la fonction d'onde de Bardeen, Cooper et Schrieffer ⁽³⁵⁾, dans laquelle tous les nucléons sont associés par paires de moment angulaire $J = 0$. Dans ce cadre, les états les plus fortement excités dans les réactions de transfert d'un nucléon peuvent être assimilés aux états de quasi-particule purs. La notion d'état de quasi-particule ou de quasi-trou pur n'est évidemment valable que dans la mesure où le mélange de configuration avec les configurations supérieures n'est pas trop important. Ceci est à la base des critères utilisés pour l'identification des états de quasi-particule.

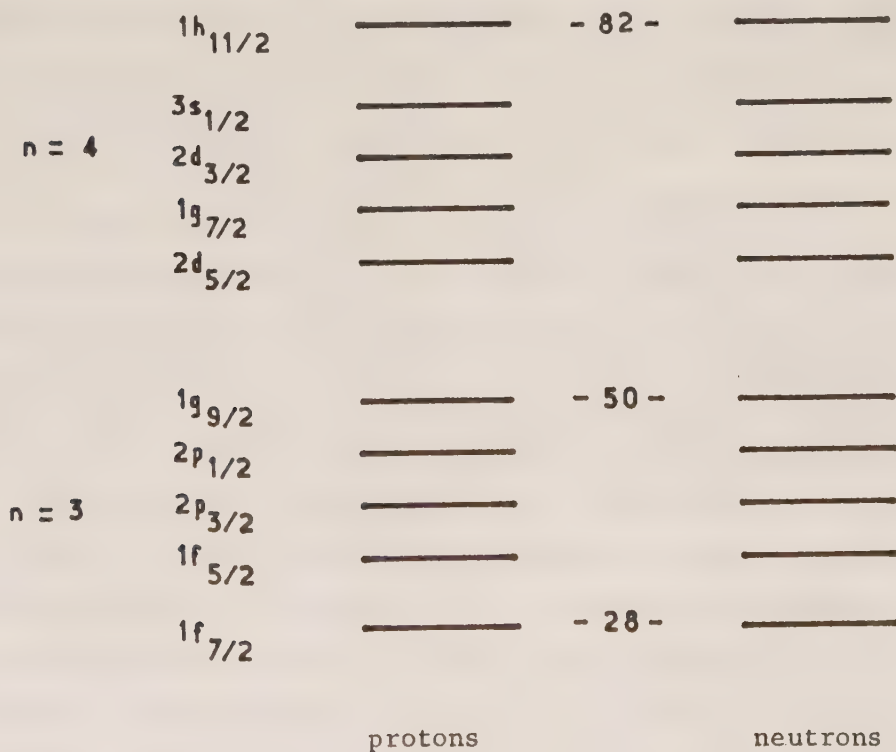
Nous donnons tout d'abord le schéma des états de protons prévus par le modèle des couches (section II-2) puis une description de la méthode expérimentale (section II-3) et une première analyse des courbes expérimentales obtenues (section II-4). Le calcul des sections efficaces dans le cadre de la DWBA et la détermination des facteurs spectroscopiques sont décrits dans la section II-5 et la discussion de ces résultats est faite dans la section II-6. Dans la section II-7 nous avons rassemblé toutes les données expérimentales utilisées dans le calcul BCS(IGE) et relatives à la région des isotones $N = 50$, c'est-à-dire, les énergies des états de quasi-particule de proton déterminées dans les expériences décrites dans la section I-2, celles des états de quasi-trou de proton déterminées par ailleurs ^(7,8) et les énergies E_j^0 des états de quasi-particule les plus bas dans chacun des isotones impairs. L'interprétation phénoménologique de ces états de quasi-particule dans le

cadre de la théorie BCS est décrite dans la section II-8 où la méthode BCS(IGE) est appliquée aux isotones à 50 neutrons.

II-2. SCHEMA DES ETATS PREVUS PAR LE MODELE DES COUCHES

Dans le modèle des couches simples, les protons et les neutrons de 21 à 50 sont distribués sur les orbites $1f_{7/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ et $1g_{9/2}$ à peu près dans cet ordre. Ce schéma simple peut être évidemment modifié par l'interaction résiduelle entre les nucléons. En particulier, les couches $1f_{5/2}$ et $2p_{3/2}$ se remplissent simultanément. Dans les isotones $N = 50$ toutes les orbites précédentes sont supposées remplies en neutron et l'ordre des orbites de protons $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ et $1g_{9/2}$ est obtenu en observant le spin de l'état fondamental des noyaux $^{87}\text{Rb}_{50}(3/2^-)$, $^{89}\text{Y}_{50}(1/2^-)$ et $^{91}\text{Nb}_{50}(9/2^-)$. En principe, la couche de protons $2p_{3/2}$ est donc remplie dans ^{88}Sr , les deux protons suivants de ^{90}Zr remplissent la couche $2p_{1/2}$ et les deux autres protons dans ^{92}Mo commencent à remplir la couche $1g_{9/2}$.

Schéma des orbites du modèle des couches pour la région $N = 50$



Les orbites prévues par le modèle des couches dans la couche majeure suivante ($n = 4$) sont $2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$, $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$ et $1h_{11/2}$. Au-delà de l'orbite $2d_{5/2}$, l'ordre précis des quatre autres orbites de protons n'est pas connu et l'ordre des orbites correspondantes de neutrons varie avec les régions de la table des éléments.

II-3. DESCRIPTION DE LA METHODE EXPERIMENTALE

Nous étudions les états de proton dans les noyaux pair-impairs ^{89}Y , ^{91}Nb et ^{93}Tc en transférant un proton aux noyaux cibles pair-pairs ^{88}Sr , ^{90}Zr et ^{92}Mo par la réaction ($^3\text{He}, d$) (2). L'énergie des projectiles $E(^3\text{He}) = 18 \text{ MeV}$ et celle des particules sortantes (les énergies de réaction - voir tableau I - sont respectivement $Q = 1,58$, $- 0,22$ et $- 1,41 \text{ MeV}$) sont suffisamment grandes devant les barrières coulombiennes (de l'ordre de 10 MeV) pour que l'hypothèse d'un transfert par réaction directe soit valable.

II-3.1 Faisceau et chambre à diffusion. Le courant des particules $^3\text{He}^{++}$ de 18 MeV fourni par le Tandem HVEC du Service de Physique Nucléaire à Basse Energie du CEN-SACLAY était de l'ordre de 30 nA . Le faisceau incident est focalisé sur la cible et, en outre, trois diaphragmes circulaires ($\emptyset 2 \text{ mm}$, 2 mm et 4 mm) placés en amont de la chambre à diffusion permettent de limiter géométriquement la tache du faisceau sur la cible et de réduire ainsi tant la diffusion parasite par défocalisation que la dispersion cinématique de l'énergie des particules sortantes. La chambre à diffusion est une enceinte cylindrique de 30 cm de diamètre ; la cible est placée au centre, en général perpendiculairement au faisceau, et les détecteurs se déplacent autour d'elle sur un cercle d'environ 9 cm de rayon. Le faisceau est arrêté dans une cage de Faraday permettant de mesurer le courant et, par suite, le nombre de particules incidentes. Le vide est assuré par une pompe secondaire à diffusion d'huile aidée d'une pompe primaire à palettes. Les vapeurs de carbone susceptibles de se déposer sur les cibles ou les détecteurs sont piégées dans l'enceinte sous vide par un bloc métallique maintenu à la température de l'azote liquide.

II-3.2 Cibles. Les cibles sans support de ^{90}Zr et de ^{92}Mo , dont l'épaisseur est de l'ordre de $0,600 \text{ mg/cm}^2$, proviennent du Laboratoire National d'Oak Ridge (U.S.A.) ainsi que l'oxyde de strontium (^{88}Sr) $_2\text{O}_3$ ayant servi à la fabrication (62), dans les Laboratoires du S.P.N.B.E., des cibles sans support de ^{88}Sr d'une épaisseur de l'ordre de $0,380 \text{ mg/cm}^2$ (tableau I).

II-3.3 Détection et identification des particules. Les produits de la réaction sont sélectionnés au moyen d'un circuit identificateur classique (14,15) associé à deux détecteurs semi-conducteurs à jonctions ΔE et E de $0,4 \text{ mm}$ et $2,0 \text{ mm}$ d'épaisseur. Le circuit identificateur est décrit brièvement dans l'appendice A. Deux de ces dispositifs, séparés de 15° , sont utilisés simultanément afin de réduire la durée des mesures. Les détecteurs ΔE sont assez profonds pour arrêter les particules ^3He et α ; néanmoins, il s'est révélé utile de placer un seuil bas sur les voies E pour

éliminer certaines impulsions dues à des particules perdant, disons, moins de 5 MeV dans les détecteurs E. Aux angles avant ($\theta \leq 30^\circ$), le dispositif anti-empilement ORTEC Modèle 260 a été utilisé pour contrôler l'intensité du faisceau et faire en sorte que le taux d'empilement (voir l'appendice B) soit négligeable devant le comptage total.

II-3.4 Analyse des impulsions. L'énergie des particules détectées est analysée par un codeur d'amplitude CA 13 INTERTECHNIQUE et le spectre est projeté sur l'écran de l'oscilloscope d'un bloc mémoire BM 96 INTERTECHNIQUE pour un contrôle permanent de l'expérience. La figure 2 montre un spectre type obtenu à 30 degrés. La résolution en énergie globale est de l'ordre de 80 keV.

II-3.5 Analyse des spectres. Dans certains cas nous avons dû utiliser des méthodes d'analyse automatiques digitales ^(16,17) ou analogiques ⁽¹⁸⁾ pour séparer les pics trop proches comme ceux, par exemple, relatifs au fondamental et au premier état excité de ^{91}Nb distants de 100 keV.

L'étalonnage en énergie des spectres obtenus a été effectué en utilisant une droite de régression calculée à partir des valeurs d'énergie de réaction Q publiées ⁽¹⁹⁾ et des énergies connues des premiers états excités ^(20,21). Pour un noyau résiduel donné, l'énergie d'excitation du premier niveau inconnu est la moyenne des énergies obtenues aux différents angles de détection. Puis cette valeur moyenne est imposée aux différents spectres de manière à préciser la droite de régression et ainsi de suite pour tous les pics importants. La cohérence du procédé pouvait être contrôlée sur les impuretés ^{12}C et/ou ^{16}O apparaissant vers 8 MeV d'énergie d'excitation. Les états analogues des états fondamentaux de ^{89}Sr , ^{91}Zr et ^{93}Mo , apparaissant en principe à 12, 9,9 et 8,5 MeV dans le spectre d'excitation de ^{89}Y , ^{91}Nb et ^{93}Tc , n'ont pas été observés dans ces expériences. La figure 3 montre l'ensemble des niveaux observés dans les trois noyaux résiduels. Les traits interrompus marquent la limite de l'état lié pour le proton transféré.

Les sections efficaces peuvent être mesurées directement en valeurs absolues si l'on connaît le nombre de particules ayant traversé la cible, l'épaisseur de la cible et l'angle solide du détecteur. Ces deux dernières quantités ne sont pas faciles à mesurer directement avec précision. Aussi, est-il préférable de rapporter les sections efficaces au comptage d'un détecteur placé à angle fixe observant (par exemple) les particules diffusées élastiquement par la cible. Ceci donne, en outre, un contrôle supplémentaire du faisceau puisque le rapport de ce comptage au courant intégré doit rester constant. Si N est le nombre d'événements comptés dans un pic donné et N' le comptage correspondant dans le pic élastique du détecteur fixe, la section efficace à l'angle considéré est :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = K \frac{N}{N'}$$

Le rapport de conversion K, en millibarns par stéradian, s'obtient en effectuant une mesure de section efficace connue comme, par exemple, la section efficace de diffusion coulombienne. L'erreur globale sur les sections efficaces absolues ainsi déterminées est estimée inférieure à 20%, l'erreur relative entre les trois isotopes étudiés étant évidemment beaucoup moindre.

II-4. DISCUSSION DES COURBES EXPERIMENTALES

Les distributions angulaires des sections efficaces différentielles ont été obtenues entre 25 et 80 degrés par pas de 5 degrés pour la plupart des groupes de deutons monoénergétiques observés. Comme on peut le voir sur la figure 4, les distributions angulaires expérimentales sont suffisamment différentes l'une de l'autre pour permettre l'attribution des moments angulaires orbitaux ℓ transférés. Les valeurs ℓ ainsi déterminées sont indiquées dans la figure 3 au-dessus des niveaux correspondants. Les spins et parités indiqués sur cette figure proviennent de Nuclear Data Sheets ⁽²⁰⁾. Les attributions $\ell = 4$ (fig. 5) et $\ell = 1$ (fig. 6) ont été faites par comparaison avec les distributions angulaires relatives à des états de spin connu comme le fondamental ($1/2^-$) et le premier état excité ($9/2^+$) de ^{89}Y .

Il reste à interpréter toute une série de distributions angulaires (figs. 7, 8 et 9) visiblement relatives au même moment orbital transféré. En observant le spectre d'excitation des trois noyaux résiduels, on remarque que les transitions $\ell = 1$ et $\ell = 4$ intenses sont situées à moins de 2 MeV d'énergie d'excitation. Puis, un intervalle d'énergie ne contenant aucun état, ou des états très peu excités, s'étend jusqu'à environ 3,5 MeV. Là, vers 3,5 MeV d'énergie d'excitation, apparaît dans chaque noyau résiduel un niveau très fortement excité suivi de plusieurs autres de moindre importance ayant la même distribution angulaire. De par leur intensité et leur position dans le spectre d'énergie au-delà de cet intervalle vide, visible plus particulièrement dans le spectre de ^{89}Y , ces groupes doivent évidemment correspondre au peuplement des orbites de la couche majeure suivante $n = 4$. Les moments orbitaux de transfert attendus dans cette couche majeure sont $\ell = 2, 0$ ou 4 . Le moment orbital $\ell = 4$ est exclu par comparaison avec la forme connue de la distribution angulaire $\ell = 4$. Comme nous le verrons ci-dessous, l'attribution $\ell = 0$ est exclue par la limite de la somme des facteurs spectroscopiques. La valeur la plus probable pour ces niveaux est donc $\ell = 2$.

II-5. CALCUL DES SECTIONS EFFICACES EN DWBA ET FACTEURS SPECTROSCOPIQUES

La section efficace différentielle mesurée s'exprime en fonction de la section efficace calculée dans l'approximation de Born de la méthode des ondes déformées ou DWBA (voir appendice C) par la relation ⁽²²⁾ :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = N_{\tau,d} \frac{2J+1}{2J_0+1} C^2 S_{\ell j} \sigma_{\ell j}(\theta) \quad (\text{II.1})$$

où l'on admet généralement qu'une seule orbite ($\ell j T$) intervient. Dans cette relation $N_{\tau,d}$ est un coefficient de normalisation tenant compte du recouvrement des fonctions d'onde décrivant l'état interne des fragments légers ^3He et d ; J_0 et J désignent les spins des états initial et final, ℓ et $j = \ell \pm 1/2$ les moments angulaires transférés au noyau par le proton capturé. Le coefficient de couplage vectoriel de l'isospin, $C = \langle T_0 \ 1/2 \ T_{0z} \pm 1/2 \mid T \ T_{0z} \pm 1/2 \rangle$, répartit les intensités des transitions entre les états $T_+ = T_0 + 1/2$ et $T_- = T_0 - 1/2$ et $S_{\ell j}$ est le facteur spectroscopique associé à la transition. La section efficace différentielle réduite $\sigma_{\ell j}(\theta)$ est calculée, dans notre cas, par le programme DWBA-Julie ⁽²³⁾. Par la suite, on utilisera également l'intensité spectroscopique $G_{\ell j}$ définie à partir des facteurs $S_{\ell j}$ par :

$$G_{\ell j} = \frac{2J+1}{2J_0+1} C^2 S_{\ell j}. \quad (\text{II.2})$$

La somme des intensités spectroscopiques relative à une même orbite ($\ell j T$) est limitée supérieurement, indépendamment du modèle des couches choisi pour la représentation, par la valeur prévue par la règle de somme monopolaire dans le formalisme de l'isospin ⁽²²⁾ qui s'écrit :

$$\sum G_{\ell j} = p_j^h - n_j^h / (2T_0 + 1) \quad (\text{II.3})$$

où p_j^h et n_j^h désignent respectivement le nombre de trous de protons et de neutrons dans l'orbite ($\ell j T$) de la cible et T_0 l'isospin de la cible.

Pour les noyaux cibles considérés ici, les neutrons occupent toutes les orbites jusques et y compris l'orbite $1g_{9/2}$ de sorte que $n_j^h = 0$, tandis que $p_j^h = 12, 10$ et 8 respectivement pour ^{88}Sr , ^{90}Zr et ^{92}Mo . Par suite, ces nombres p_j^h représentent les limites des sommes des intensités spectroscopiques $G_{\ell j}$ pour les transitions $(\ell, j) = (1, 1/2), (1, 3/2), (4, 9/2)$ et $(3, 5/2)$. De la même manière la limite des sommes des intensités $G_{\ell j}$ relatives aux transitions $(\ell j T) = (2, 5/2, 11/2 \text{ ou } 9/2 \text{ ou } 7/2)$ est de l'ordre de 5,5 pour les trois cibles.

Les calculs DWBA ont été faits sur l'ordinateur du Service de Calcul Electronique du CEN-Saclay au moyen du programme Julie ⁽²³⁾. Dans le domaine angulaire considéré, il semble qu'il y ait peu de différence entre les calculs faits, comme ceux-ci, dans l'approximation de portée nulle avec des potentiels locaux et les calculs plus élaborés tenant compte de la portée finie des forces nucléaires et de la "non localité" des potentiels ⁽²⁴⁾. La section efficace au premier maximum est quelque peu plus élevée dans ce dernier cas - de l'ordre de 10% - et les variations relatives entre différentes valeurs de ℓ sont encore moins importantes. L'utilisation d'un programme simplifié est donc justifiée puisque nos distributions angulaires sont ensuite renormalisées sur les limites théoriques des intensités spectroscopiques de certains états. Toutefois, les problèmes spécifiques à la théorie DWBA relatifs aux calculs des sections efficaces absolues, encore compliqués avec les projectiles de masse supérieure à 2 ^(25, 26), ne sont pas pour autant résolus, en particulier : les ambiguïtés entre les familles de potentiels optiques, le choix du facteur de forme, la constante de normalisation, l'inadaptation des moments angulaires dans les voies d'entrée et de sortie, etc... C'est pourquoi l'un des meilleurs critères de la validité des facteurs spectroscopiques obtenus est encore leur comparaison avec les limites théoriques et la cohérence des résultats pour les transferts de même moment angulaire sur des noyaux voisins.

II-5.1 Détermination des paramètres optiques. Les paramètres optiques utilisés dans les calculs DWBA sont donnés dans le tableau II. Les particules ^3He ont un potentiel réel ^(*) du type "profond", c'est-à-dire environ égal à la somme des potentiels des nucléons constituant, soit 170 MeV dans notre cas. Les paramètres optiques de la diffusion des ^3He ont encore été peu étudiés et, pour autant qu'on puisse en juger, le potentiel réel ne varie pas beaucoup d'un noyau à l'autre ⁽²⁷⁾. D'autre part, la diffusion élastique à cette énergie et dans cette région de masse est peu structurée et ne permet pas de donner une définition plus précise de ces paramètres. En particulier, notre ignorance des paramètres ^3He est reflétée par le choix d'un potentiel imaginaire de volume qui évite deux paramètres supplémentaires, plutôt qu'un potentiel de surface qui semble pourtant plus justifié. Le choix des paramètres deutons a été largement simplifié par l'étude systématique de Perey *et al.* ⁽²⁸⁾ dont nous avons pris l'ensemble "b" avec quelques changements mineurs pour tenir compte des différences de masse et d'énergie.

(*) Proposé par R.H. Bassel.

II-5.2 La fonction d'onde liée. La fonction d'onde du proton capturé ou facteur de forme est la fonction propre du mouvement de ce proton dans le puits de potentiel du noyau cible. Comme dans la plupart des calculs en DWBA, ce puits est du type Woods-Saxon avec les caractéristiques suivantes : rayons nucléaire r_{op} et coulombien r_{oc} égaux à 1,2 fm et $R_o = 1,2 A^{1/3}$ fm, diffusivité $a = 0,65$ fm et profondeur ajustée par le programme de manière à lier le proton avec une énergie égale à son énergie de séparation dans l'état final $B^*(p) = B_f(p) - E^*$. Dans ^{91}Nb et ^{93}Tc , $B^*(p)$ a été fixé arbitrairement à 0,5 MeV pour les états dont l'énergie d'excitation était supérieure à l'énergie de liaison du proton.

L'intensité du couplage entre le spin et le moment orbital de la particule transférée a été prise égale à 27,5 fois le terme de Thomas pour les nucléons. Notons que si l'énergie de séparation choisie ici fournit une forme asymptotique correcte pour le facteur de forme, en revanche elle donne probablement une normalisation inexacte de la section efficace ⁽²⁴⁾. En outre, sans qu'il soit possible expérimentalement de choisir entre 1,2 et 1,25 fois $A^{1/3}$ pour le rayon du puits de capture, cette variation augmente globalement les sections efficaces calculées d'environ 30%.

II-5.3 La constante de normalisation. La constante de normalisation $N_{\tau,d}$ a été estimée par R.H. Bassel ⁽²⁹⁾ à 3,8 ou 4,4 selon que l'on tient compte ou non de l'interaction coulombienne entre le deuton et le proton dans l'ion ^3He . Dans notre cas, aucune de ces valeurs ne conduit à des facteurs spectroscopiques raisonnables. Aussi, compte tenu des incertitudes mentionnées précédemment sur le calcul des sections efficaces absolues par la DWBA, nous avons préféré utiliser une constante de normalisation déterminée empiriquement de la manière suivante. La somme des intensités spectroscopiques relatives aux transitions sur les orbites de la couche majeure $n = 3$, contenant les protons de 29 à 50, est égale à 12, 10 et 8 pour ^{89}Y , ^{91}Nb et ^{93}Tc respectivement. Si l'on normalise les sections efficaces obtenues pour ces transitions de manière à retrouver ces nombres, les constantes nécessaires sont respectivement $N_{\tau,d} = 7,3$, 7,6 et 7,6. Les intensités spectroscopiques obtenues en utilisant pour constant de normalisation la valeur moyenne $N_{\tau,d} = 7,5$ sont données dans la colonne $G_{\ell j}$ du tableau III. Les calculs ont été faits pour chacune des hypothèses $j = \ell \pm 1/2$ sauf lorsque le spin du niveau était connu. Il convient de remarquer que cette constante de normalisation passe de 7,5 à 5,5 lorsque r_{op} croît de 1,2 à 1,25. Le même effet est d'ailleurs observé pour la constante $N_{\tau,\alpha}$ relative aux sections efficaces des réactions $(^3\text{He}, \alpha)$ du chapitre suivant (III). En outre, on sait que la correction de portée finie des forces nucléaires diminuerait ⁽²⁴⁾ encore cette constante $N_{\tau,d}$.

Devant les difficultés et les incertitudes attachées aux calculs DWBA, plus particulièrement avec des projectiles complexes, il est malaisé d'estimer l'erreur sur les intensités spectroscopiques. Néanmoins, la cohérence interne des résultats obtenus pour les trois noyaux étudiés montre que l'erreur relative est certainement inférieure à 30%, sauf pour l'état particulièrement faible à 1,74 MeV de ^{89}Y (voir la section 6).

II-6. ANALYSE ET DISCUSSION DES RESULTATS

On remarque tout d'abord que le calcul des distributions angulaires en DWBA reproduit correctement les distributions angulaires expérimentales (figs. 4 à 9). Les moments orbitaux transférés aux noyaux cibles jusque vers 2 MeV d'énergie d'excitation sont essentiellement $\ell = 1$ et $\ell = 4$ correspondant aux orbites de protons $2p_{1/2}$, $2p_{3/2}$ et $1g_{9/2}$. Par delà un gap, visible plus particulièrement dans ^{89}Y , et au-dessus d'environ 3 MeV d'énergie d'excitation, les transferts $\ell = 2$ prédominent annonçant le début de la couche majeure suivante. Les transitions $\ell = 2$ les plus intenses, soulignées dans le tableau III, sont au voisinage de 3,5 MeV. Plusieurs arguments sont en faveur d'une attribution de spin et parité $5/2^+$ à ces trois niveaux, plutôt que $3/2^+$. En particulier, à travers toute la table des éléments, la composante de spin la plus élevée est toujours plus basse en énergie. Ceci est vrai entre autres pour les isotopes $_{51}\text{Sb}^{(30)}$ et les isotones Sr_{51} , Zr_{51} et $\text{Mo}_{51}^{(4,5,6)}$ dont le dernier nucléon occupe l'orbite $2d_{5/2}$ dans l'état fondamental. En outre, on s'attend à voir des transitions $\ell = 0$ ou $\ell = 4$ accompagner ou précéder les transitions sur l'orbite $2d_{3/2}$. Comme la limite théorique des facteurs spectroscopiques n'a pas été atteinte pour l'ensemble des transitions $\ell = 2$ observées dans les trois noyaux résiduels, les mêmes arguments pourraient s'appliquer aux autres niveaux $\ell = 2$ s'ils ne perdaient une partie de leur valeur à haute énergie d'excitation où le mélange des composantes $5/2^+$ et $3/2^+$ peut être important.

Sur la figure 11, on peut également vérifier certaines propriétés des états de quasi-particule $^{(31)}$: lorsque le nombre de masse A augmente, l'énergie d'excitation d'un état de quasi-particule j diminue au début du remplissage de la couche j ; cette énergie reste constante pendant que la couche se remplit et enfin croît lorsque j est presque pleine. Ces effets sont systématiquement observés pour les états $2p_{1/2}$, $1g_{9/2}$, $2p_{3/2}$ et $2d_{5/2}$ et sont confirmés par l'évolution des intensités spectroscopiques de la colonne $G_{\ell j}$ du tableau III. Notons en particulier, lorsqu'on passe de ^{89}Y à ^{91}Nb , que les deux protons supplémentaires ont tendance à se distribuer non pas sur l'orbite $1g_{9/2}$ dont le coefficient de remplissage reste pratiquement constant, mais sur les orbites $\ell = 1$ dont la somme des intensités spectroscopiques passe de 2,4 à 1. En revanche, de ^{91}Nb à ^{93}Tc , le remplissage des orbites $\ell = 1$ n'évolue guère tandis que l'orbite $1g_{9/2}$ se remplit.

II-6.1 La réaction $^{88}\text{Sr}(^3\text{He}, d)^{89}\text{Y}$. Le noyau ^{89}Y a été plusieurs fois étudié tant par diffusion inélastique que par réaction de transfert de proton. Nous comparerons nos résultats uniquement avec ceux des réactions de transfert de proton (7,8,9). Une liste comparative des états observés par différents processus de diffusion inélastique est donnée dans la référence 32.

Comme le montre la Fig.3, l'intervalle ("gap") entre les états des couches majeures $n = 3$ (protons de 29 à 50) et $n = 4$ (protons de 51 à 82) est particulièrement marqué dans le spectre de ^{89}Y où l'on n'observe aucun niveau par réaction de transfert entre 1,74 et 3,5 MeV d'énergie d'excitation alors qu'une douzaine d'états y sont excités par diffusion inélastique. Jusqu'à 1,75 MeV, et à part l'état $\ell = 1$ extrêmement faible à 3,49 MeV, les quatre niveaux excités par réaction de transfert correspondent essentiellement aux quatre orbitales disponibles $1g_{9/2}$, $2p_{1/2}$, $2p_{3/2}$ et $1f_{5/2}$. La nature particule ou trou de proton de ces états est mise en évidence par l'importance relative des intensités spectroscopiques dans les réactions de stripping et de pick-up : les états à 0,0 MeV ($1/2^-$) et 0,9 MeV ($9/2^+$) apparaissent comme des états du type particule et les états à 1,49 MeV ($3/2^-$) et à 1,74 MeV ($5/2^-$) comme des états du type trou. L'état très excité à 1,69 MeV ($5/2^+$) est évidemment du type particule mais la faiblesse relative de l'intensité spectroscopique et le grand nombre des autres transitions $\ell = 2$ montrent que la configuration $2d_{5/2}$ est assez dispersée. Dans le cas du niveau particulièrement peu intense à 1,74 MeV, pour lequel il n'était pas possible d'attribuer sans ambiguïté un moment orbital de transfert, une estimation du facteur spectroscopique a pu être obtenue en utilisant, dans le calcul DWBA, les valeurs (ℓ, j) de ce niveau fournies par la réaction $^{90}\text{Zr}(d, ^3\text{He})^{89}\text{Y}$ (7,8).

L'intérêt d'une normalisation des sections efficaces de réaction sur les limites théoriques des intensités spectroscopiques, tout au moins dans l'état actuel de la théorie DWBA des réactions nucléaires, est particulièrement évident lorsque l'on compare les différentes valeurs obtenues. Les valeurs publiées sont données dans les colonnes $G_{\ell j}$ ou C^2S de la figure 10 et les valeurs normalisées dans la colonne NORM, sauf dans notre cas, puisque nous avons déjà adopté cette normalisation. D'une manière générale, l'ensemble des intensités spectroscopiques renormalisées est plus cohérent et les différents résultats sont plus conformes aux prévisions du modèle des couches.

II-6.2 La réaction $^{90}\text{Zr}(^3\text{He}, d)^{91}\text{Nb}$. Les résultats obtenus sur les niveaux de ^{91}Nb sont donnés dans la figure 3 et le tableau III. Les indications de spin et parité sur les quatre premiers niveaux de la figure 3 sont ceux de Nuclear Data Sheets (20) obtenus essentiellement par étude de la désintégration β^+ de ^{91}Mo . Une autre étude,

plus récente, de désintégration β^+ (33) signale trois autres états : 0,8 MeV ($7/2^+$, $9/2^+$), 1,04 MeV ($7/2^+$, $9/2^+$) et 1,60 MeV ($7/2$, $9/2$, $11/2$) qui n'ont pas été excités dans la réaction ($^3\text{He}, d$).

Le présent travail ne nous permet évidemment pas de distinguer entre les spins $1/2$ et $3/2$ les états $\ell = 1$. Une réaction de pick-up d'un proton sur ^{92}Mo , excitant plus particulièrement l'état $3/2^-$, contribuerait à identifier les états de ^{91}Nb . Il est cependant très probable que l'orbite $2p_{3/2}$ n'est pas complètement remplie dans ^{90}Zr , comme on peut le voir en comparant nos résultats et ceux de la réaction $^{90}\text{Zr}(d, ^3\text{He})^{89}\text{Y}$ (8). En effet, la somme des intensités spectroscopiques relatives à une orbite j et obtenues par réaction de stripping et par réaction de pick-up sur une même cible doit être égale à $2j+1$. Dans le tableau IV, nous avons comparé les intensités spectroscopiques renormalisées des orbites $1g_{9/2}$, $2p_{1/2}$ et $2p_{3/2}$ en supposant que seul le niveau à 0,10 MeV de ^{91}Nb est $1/2^-$. Outre le fait que l'accord avec les valeurs théoriques est extrêmement bon, ce qui est rassurant pour la validité des deux analyses DWBA indépendantes, on peut remarquer que la règle de somme est satisfaite tant pour l'orbite $2p_{1/2}$ que pour l'orbite $2p_{3/2}$. Ainsi, compte tenu des erreurs sur les intensités spectroscopiques, l'orbite $2p_{3/2}$ n'est probablement pas remplie dans l'état fondamental de ^{90}Zr .

II-6.3 La réaction $^{92}\text{Mo}(^3\text{He}, d)^{93}\text{Tc}$. Les résultats obtenus sur les niveaux de ^{93}Tc sont donnés dans la figure 3 et le tableau III. Dans la figure 2, les indications de spin et parité relatives aux deux premiers niveaux sont celles de Nuclear Data Sheets (20) et constituent les seuls résultats connus précédemment sur ^{93}Tc .

On a déjà remarqué que, de ^{90}Zr à ^{92}Mo , les deux protons supplémentaires se plaçaient sur l'orbite $1g_{9/2}$ de préférence à l'orbite $2p_{1/2}$. Ceci est en accord avec le modèle des paires dans lequel les paires de plus haut spin sont les plus liées. Dans le tableau III, l'étude systématique de l'évolution des niveaux d'un noyau à l'autre confirme l'hypothèse de NDS à propos du spin ($1/2^-$) du niveau à 0,39 MeV de ^{93}Tc et, de même que pour ^{91}Nb , il est pratiquement sûr qu'une au moins des trois autres transitions $\ell = 1$ est relative à l'orbite $2p_{3/2}$. En s'appuyant sur l'accord observé entre le calcul DWBA et l'expérience, on a attribué la valeur $\ell = 0$ au niveau à 4,11 MeV. Toutefois, pour ce niveau comme pour certains autres faiblement excités ou situés au voisinage de l'énergie de séparation du proton où le calcul DWBA est moins justifié, l'incertitude des résultats est soulignée par les parenthèses autour de ces valeurs.

II-6.4 Remarques. Les premières conclusions que l'on peut tirer des réactions de stripping ($^3\text{He}, d$) sur les isotones $N = 50$ et de leur analyse en DWBA sont les suivantes :

. Sauf pour la configuration $1g_{9/2}$, qui ne peut évidemment pas se mélanger aux configurations voisines de parité opposée, il semble qu'il y ait un mélange de configurations important dans chacun des noyaux résiduels étudiés.

. En accord avec l'hypothèse de base de nombreux calculs antérieurs, ^{88}Sr peut être considéré comme un noyau magique en neutrons et fermé à l'orbite de protons $2p_{3/2}$.

. Comme pour les neutrons, la première orbite des protons de la couche majeure suivante ($n = 4$) est l'orbite $2d_{5/2}$ dont la première composante apparaît très fortement dans les trois noyaux résiduels vers 3,5 MeV d'énergie d'excitation.

. Dans l'état actuel de la théorie des réactions directes avec projectiles complexes ($A > 2$), il semble que la normalisation des sections efficaces sur les limites théoriques des sommes d'intensités spectroscopiques soit essentielle pour permettre des comparaisons significatives entre plusieurs groupes de mesures.

. Il serait souhaitable de compléter ces mesures par des mesures à plus haute résolution pour trouver, au-delà de 3,5 MeV d'énergie d'excitation, les composantes des autres configurations attendues $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$, $1g_{7/2}$ et $1h_{11/2}$. L'étude des réactions $^{92}\text{Mo}(d, ^3\text{He})^{91}\text{Nb}$, $^{86}\text{Kr}(^3\text{He}, d)^{87}\text{Rb}$ et $^{86}\text{Kr}(d, ^3\text{He})^{85}\text{Br}$ pourrait également compléter l'étude précédente.

II-7. RESUME DES DONNEES EXPERIMENTALES SUR LES ETATS DE QUASI-PARTICULE DE PROTON DES ISOTONES $N = 50$

Nous rassemblons, dans cette section, toutes les données expérimentales relatives aux états de quasi-particule de proton de la région $N = 50$ qui sont utilisées dans le calcul BCS(IGE) de la section suivante (8), en particulier : les énergies des états de quasi-particule déterminées dans les sections précédentes au moyen de la réaction $(^3\text{He}, d)$, celles des états de quasi-trou déterminées dans les réactions $(d, ^3\text{He})$ (7,8) et les énergies E_j^0 des états de quasi-particule les plus bas dans chacun des isotones impairs. Nous indiquerons également comment nous avons suppléé aux données manquantes.

L'espace de configuration optimal ⁽³¹⁾ dans les calculs BCS(IGE) est constitué par la couche majeure contenant le niveau de Fermi λ et les couches majeures immédiatement au-dessus et au-dessous de celle-ci. Ici, la couche majeure contenant le niveau de Fermi λ comprend l'ensemble des orbitales $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ et $1g_{9/2}$. La couche majeure située au-dessous peut être limitée à la configuration $1f_{7/2}$ et la couche majeure immédiatement au-dessus comprend les orbitales $2d_{5/2}$, $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$, $1g_{7/2}$ et $1h_{11/2}$. Nous devons donc déterminer, dans chacun des noyaux impairs ^{89}Y , ^{91}Nb , ^{93}Tc et éventuellement ^{87}Rb , la position des états correspondant aux orbitales précédentes. Les critères utilisés pour l'identification d'un état de

quasi-particule sont les suivants : ils sont excités préférentiellement par réaction de transfert d'un nucléon (stripping ou pick-up), portent la plus grande partie de l'intensité spectroscopique de la configuration, et leurs énergies E_j varient régulièrement avec le nombre de masse. En particulier, quand le nombre de masse augmente, l'énergie E_j diminue si l'orbite j se remplit, elle reste constante lorsque j est l'orbite de l'état fondamental et croît lorsque j achève de se remplir.

D'une manière générale, la position des orbites les plus importantes a été correctement déterminée, mais on a dû estimer les positions des orbites les plus éloignées ($1f_{7/2}$, $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$, $1g_{7/2}$ et $1h_{11/2}$). L'effet des erreurs sur les positions de ces orbites est relativement faible (31). Dans la plupart des cas, nous avons utilisé l'énergie des niveaux les plus intenses mais, si l'on utilise les centres de gravité des configurations calculés avec les poids que sont les intensités spectroscopiques, les résultats du calcul BCS(IGE) varient très peu. Pour les orbites les plus élevées en énergie d'excitation dont les positions sont les moins précises, il convient de remarquer que leur importance est inversement proportionnelle à leur énergie d'excitation puisque l'élément de matrice correspondant est précisément divisé par cette énergie.

La figure 11 donne l'ensemble des énergies E_j adoptées. Dans le cadre du modèle des quasi-particules indépendantes, l'énergie E_j^0 de l'état de quasi-particule le plus bas est égale à la moitié de la différence de masse paire-impair du noyau correspondant :

$$\begin{aligned} E_j^0(Z) &= \frac{1}{2} P(Z) = B(Z) - \frac{1}{2} (B(Z-1) + B(Z+1)), \\ &= -\frac{1}{2} (Q_{p,\gamma}^{Z-1} + Q_{\gamma,p}^{Z+1}). \end{aligned} \quad (\text{II.4})$$

Les valeurs Q utilisées sont connues (19), à quelques keV près, pour les noyaux ^{87}Rb , ^{89}Y et ^{91}Nb . Pour l'énergie E_j^0 relative à ^{93}Tc , l'énergie de liaison de ^{94}Ru a été calculée de trois manières différentes : i) à l'aide de la relation de Garvey-Kelson (67), ii) en extrapolant l'énergie de liaison des isotopes pair-pairs du ruthénium et iii) en extrapolant l'énergie de liaison des isotones $N = 50$ pair-pairs. L'erreur indiquée dans le tableau ci-dessous représente la dispersion maximale des trois résultats.

Certains des niveaux de la figure 11 sont assez mal déterminés expérimentalement, en particulier les deux niveaux $2p_{3/2}$ de ^{91}Nb et ^{93}Tc pour lesquels les réactions de transfert ne permettent pas de distinguer entre $j = \ell + 1/2$ et $j = \ell - 1/2$. D'une manière générale, et en l'absence de données expérimentales exactes, nous

Energies, en MeV, des états fondamentaux E_j^0 de quasi-particule

Noyau	^{87}Rb	^{89}Y	^{91}Nb	^{93}Tc
E_j^0 (MeV)	$0,986 \pm 0,010$	$0,654 \pm 0,010$	$1,037 \pm 0,060$	$1,150 \pm 0,100$

avons tenu compte du fait que la levée de dégénérescence due au terme spin-orbite est de la forme $\Delta E_{\ell s} \approx \langle f(r) \rangle A^{-2/3} \vec{\ell} \cdot \vec{s}$ et conserve le même ordre de grandeur dans une région de masse A déterminée. D'autres transitions n'ont pas été observées, comme celles relatives à l'orbite $1f_{7/2}$, et le niveau correspondant a été placé systématiquement à 2 MeV au-delà du niveau $1f_{5/2}$.

Dans ^{89}Y , ^{91}Nb et ^{93}Tc , la distance des orbites $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$, $1g_{7/2}$ et $1h_{11/2}$ à l'orbite $2d_{5/2}$ a été prise égale à celle des états de neutron correspondants (4,5,6). Ces énergies sont exprimées en MeV dans le tableau ci-dessous.

Energies, en MeV, des états de neutron des isotones

$$N = 51$$

Réactions	$2d_{5/2}$	$3s_{1/2}$	$2d_{3/2}$	$1g_{7/2}$	$1h_{11/2}$
$^{88}\text{Sr}(d,p)^{89}\text{Sr}$	0,0	1,75	2,14	2,38	> 6,0
$^{90}\text{Zr}(d,p)^{91}\text{Zr}$	0,0	1,55	2,70	2,70	> 5,1
$^{92}\text{Mo}(d,p)^{93}\text{Mo}$	0,0	1,50	2,43	2,17	?

Dans la figure 11, les niveaux de ^{87}Rb à partir du niveau $1g_{9/2}$ à 2,8 MeV d'excitation ont été obtenus par extrapolation. La figure 11 illustre certaines remarques de la section (II-6). L'énergie E_j^0 de ^{89}Y est particulièrement faible parce que l'énergie de liaison de ^{88}Sr est plus grande que celle des isotones pair-pairs voisins, ce qui permet de considérer ^{88}Sr comme un noyau relativement bien fermé. Les états $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ et $1g_{9/2}$ évoluent bien dans le sens prévu par le modèle des quasi-particules indépendantes, mais il est assez surprenant de

constater que l'état $2d_{5/2}$ évolue comme s'il était déjà en cours de remplissage alors que les deux couches majeures $n = 3$ et $n = 4$ sont séparées par un intervalle de l'ordre de 3,5 MeV.

II-8. INTERPRETATION PHENOMENOLOGIQUE PAR LA METHODE BCS(IGE)

II-8.1 Description de la méthode BCS(IGE). Dans les noyaux à une seule couche complète, l'effet d'appariement constitue l'interaction résiduelle principale entre les nucléons de même nature de la couche incomplète. La méthode de Bardeen, Cooper et Schrieffer ⁽³⁵⁾ permet de tenir compte de cet effet et de l'absorber dans un nouveau champ nucléaire moyen au prix, toutefois, d'une indétermination dans le nombre de particules de la fonction d'onde obtenue. Dans cette méthode, on applique aux états de la couche incomplète la transformation canonique de Bogoliubov-Valatin ⁽³⁴⁾. Les opérateurs du nouveau champ moyen sont relatifs à des "quasi-particules" qui apparaissent ainsi comme des combinaisons linéaires particulières d'états de particules du champ de Hartree-Fock. Les états de quasi-particule se ramènent à des états de particule ou de trou lorsque leur énergie est très au-dessus ou très au-dessous du niveau de Fermi.

La description approchée des noyaux par la méthode BCS est très commode car elle permet d'interpréter, avec une bonne approximation, l'état fondamental et les premiers niveaux excités des noyaux pair-impairs comme des états à une quasi-particule indépendante. Cette description est également justifiée par le faible mélange des configurations à trois quasi-particules observé dans ces noyaux. Le domaine de validité de l'approximation des quasi-particules indépendantes est évidemment restreint aux premiers états des noyaux pair-impairs à une couche complète sur lesquels on peut négliger l'influence de l'hamiltonien d'interaction. Toutefois, même dans ce cas, l'application directe de la méthode requiert un nombre important de paramètres, en particulier les énergies de Hartree-Fock ϵ_j et les paramètres de la force effective à deux corps, qui obscurcissent l'interprétation des résultats du calcul. La méthode d'inversion des équations du gap, ou méthode IGE, proposée par V. Gillet et M. Rho ⁽¹⁰⁾ et présentée ci-dessous, permet de s'affranchir de ces ambiguïtés. Cette méthode permet de remonter aux énergies de Hartree-Fock ϵ_j et d'obtenir les composantes singlet-paire (V_0) et triplet-impair de la force effective à partir des énergies de quasi-particules expérimentales. En ce sens, elle permet d'éprouver le modèle des quasi-particules indépendantes puisque les quantités extraites (V_0 et ϵ_j) doivent avoir un comportement régulier dans une même région de la table des éléments. En outre, elle permet des calculs plus complets comme, par exemple, le calcul des états des noyaux pair-pairs par l'introduction d'une interaction entre les quasi-particules déterminées préalablement par la spectroscopie

des noyaux pair-impairs voisins.

Nous présentons ici, brièvement, le formalisme des quasi-particules de B.C.S. afin de mettre en évidence les relations entre les quantités théoriques et expérimentales utilisées. En seconde quantification, l'hamiltonien nucléaire phénoménologique $H = H_0 + v$ peut s'écrire ⁽⁶³⁾ :

$$H = \sum_{jm} \epsilon_j : \eta_{jm}^+ \eta_{jm} : + \frac{1}{4} \sum_{jm} \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | V | j_3 m_3 j_4 m_4 \rangle : \eta_{j_1 m_1}^+ \eta_{j_2 m_2}^+ \eta_{j_4 m_4} \eta_{j_3 m_3} : \quad (\text{II.5})$$

où l'on a négligé l'énergie E_0 de l'état de Hartree-Fock dans lequel tous les niveaux sont remplis jusqu'au niveau de Fermi, ce qui signifie, en particulier, que toutes les énergies calculées seront des énergies relatives.

Les énergies de Hartree-Fock, ϵ_j , n'ont pas de signification physique simple sauf dans le cas de noyaux à doubles couches fermées plus ou moins un nucléon où il s'agit alors d'énergies de particule ou de trou indépendants. Lorsque le problème de Hartree-Fock n'a pas été résolu, comme c'est le cas dans la presque totalité des calculs spectroscopiques, les ϵ_j sont pratiquement des paramètres libres. Les opérateurs de création η_{jm}^+ et de destruction η_{jm} d'un nucléon dans l'état (jm) sont définis par rapport au vrai vide $|0\rangle$, tel que $\eta_{jm}|0\rangle = 0$, quel que soit (jm) . Ils obéissent aux lois d'anti-commutation des fermions. L'interaction résiduelle nucléon-nucléon V est une interaction effective satisfaisant à des conditions d'invariance simples. Les éléments de matrice de V dans l'équation (II.5) sont antisymétrisés.

Pour décrire l'appariement des nucléons mentionné précédemment, Bogoliubov et Valatin ⁽³⁴⁾ ont proposé, pour les opérateurs du champ de Hartree-Fock, la transformation canonique suivante :

$$\begin{aligned} \eta_{jm}^+ &= u_j \xi_{jm}^+ - (-1)^{j-m} v_j \xi_{j-m} \\ \eta_{jm} &= u_j \xi_{jm} - (-1)^{j-m} v_j \xi_{j-m}^+ \end{aligned} \quad (\text{II.6})$$

u_j et v_j sont des paramètres réels, libres, et ξ_{jm}^+ , ξ_{jm} de nouveaux opérateurs de création et de destruction relatifs à des "quasi-particules", mélange de particule et de trou de même moment angulaire. Bardeen, Cooper et Schrieffer ⁽³⁵⁾ ont donné l'expression de la "fonction de paires" $|BCS\rangle$, qui est le "vide" relatif à ces nouveaux opérateurs :

$$|BCS\rangle = \prod_{jm} \left[u_j + (-1)^{j-m} v_j \eta_{jm}^+ \eta_{j-m}^+ \right] |0\rangle \quad (II.7)$$

telle que :

$$\xi_{jm} |BCS\rangle = 0 \quad \text{quel que soit } (jm). \quad (II.8)$$

Le problème consiste à déterminer u_j et v_j de telle sorte que l'énergie de l'état $|BCS\rangle$ soit minimale. Tout d'abord, la normalisation de la fonction $|BCS\rangle$ impose les conditions suivantes :

$$u_j^2 + v_j^2 = 1 \quad \text{quel que soit } j. \quad (II.9)$$

La fonction d'onde $|BCS\rangle$ n'est pas une fonction propre de l'opérateur nombre de particules N ; pour y remédier, on impose la conservation "en moyenne" du nombre de particules :

$$\langle BCS | N | BCS \rangle = \sum_k (2j_k + 1) v_k^2 = N. \quad (II.10)$$

Cette contrainte conduit au problème variationnel suivant :

$$\frac{\partial}{\partial v_j} \langle BCS | H - \lambda N | BCS \rangle = 0, \quad (II.11)$$

où λ est le multiplicateur de Lagrange. La solution de ce problème, compte tenu de la condition de normalisation (II.9), conduit à l'équation du gap :

$$2(\tilde{\epsilon}_j - \lambda) u_j v_j + (v_j^2 - u_j^2) \Delta_j = 0 \quad (II.12)$$

où l'on a introduit les quantités :

$$\tilde{\epsilon}_k = \epsilon_k + \sum_{iJ} \frac{2J_i + 1}{2J_k + 1} \langle (ki)J | V | (ki)J \rangle v_i^2, \quad (II.13)$$

$$\Delta_k = - \frac{1}{2} \sum_i \left(\frac{2J_i + 1}{2J_k + 1} \right)^{1/2} \langle (kk)0 | V | (ii)0 \rangle u_i v_i. \quad (II.14)$$

L'équation du gap (II.12) et la condition de normalisation (II.9) permettent de définir les amplitudes u_j et v_j de la fonction $|BCS\rangle$ à partir des quantités $\tilde{\epsilon}_j, \lambda$ et Δ_j :

$$u_j^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\tilde{\epsilon}_j - \lambda}{\sqrt{(\tilde{\epsilon}_j - \lambda)^2 + \Delta_j^2}} \right) , \quad (II.15)$$

$$v_j^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\tilde{\epsilon}_j - \lambda}{\sqrt{(\tilde{\epsilon}_j - \lambda)^2 + \Delta_j^2}} \right) .$$

Dans la représentation de Bogoliubov-Valatin, l'hamiltonien nucléaire s'écrit symboliquement :

$$H' = H - \lambda N = H'_{00} + H'_{11} + H'_{20} + H'_{int} . \quad (II.16)$$

Le terme H'_{00} ne dépend pas des opérateurs (ξ^+, ξ) et donne l'énergie de l'état fondamental :

$$\langle BCS | H' | BCS \rangle = \langle BCS | H'_{00} | BCS \rangle = E_{BCS} . \quad (II.17)$$

Le second terme, H'_{11} , est diagonal :

$$H'_{11} = \sum_j \left[(u_j^2 - v_j^2) (\tilde{\epsilon}_{jj} - \lambda) + 2 u_j v_j \Delta_j \right] \xi_j^+ \xi_j \quad (II.18)$$

soit :

$$H'_{11} = \sum_j E_j \xi_j^+ \xi_j , \quad (II.19)$$

ceci, en utilisant les expressions précédentes pour u_j et v_j et en posant :

$$E_j = \sqrt{(\tilde{\epsilon}_j - \lambda)^2 + \Delta_j^2} . \quad (II.20)$$

Le terme H'_{20} est identiquement nul lorsque la condition de stationarité (II.11), ou plus précisément l'équation du gap (II.12), est satisfaite. H'_{int} désigne l'in-

teraction résiduelle entre les quasi-particules et représente 16 termes à quatre opérateurs ξ^+ ou ξ qu'on néglige dans l'approximation des q-p indépendantes.

Nous rappelons l'interprétation physique attachée aux quantités précédentes. L'état excité $|jm\rangle$ dans le noyau pair-impair $A+1$ est obtenu en créant une quasi-particule dans l'état BCS du noyau pair-pair A :

$$|jm\rangle = \xi_{jm}^+ |BCS\rangle, \quad (II.21)$$

et son énergie est E_j , ce qui est évident dans l'expression de H'_{11} . L'énergie λ définit le niveau de Fermi du champ self-consistant de BCS. D'après leur définition (II.13), les énergies $\tilde{\epsilon}_j$ sont des énergies du type Hartree-Fock pour un état dans lequel la probabilité d'occupation v_j^2 des niveaux j est différente de 1 ou 0 autour du niveau de Fermi. On les appelle énergies propres puisque ce sont les énergies de H-F, ϵ_j corrigées de leur énergie propre dans le champ BCS.

La quantité Δ_j apparaît, dans la définition (II.20) de E_j , comme l'énergie minimale d'une quasi-particule indépendante. Dans les noyaux pair-pairs, $2\Delta_j$ est l'énergie minimale d'excitation d'un état à deux quasi-particules non perturbé, d'où l'expression "gap" pour cette quantité. Le gap est d'autant plus important que de nombreux éléments de matrice $\langle (kk) 0 | V | (ii) 0 \rangle$ additionnent leurs effets. Enfin, u_j^2 et v_j^2 mesurent respectivement la probabilité de trouver l'état j vide et plein.

L'interaction effective nucléon-nucléon à l'intérieur du noyau n'est pas connue avec précision et l'on choisit en général une force purement centrale à distribution spatiale gaussienne de la forme :

$$V = V_0 e^{-(r/\mu)^2} (P_{SE} + a_{TO} P_{TO}), \quad (II.22)$$

où V_0 et μ sont des constantes mesurant l'intensité et la portée de la force ; P_{SE} et P_{TO} sont des produits d'opérateurs de projection de spin et d'isospin projetant respectivement sur les états singlet-pairs ($T=1, S=0$), et triplet-impairs ($T=1, S=1$). Dans le système de nucléons identiques qui nous intéresse ici, les opérateurs P_{SO} et P_{TE} relatifs aux états $T = 0$ donnent une contribution nulle.

En faisant abstraction de la couche fermée des neutrons, un calcul BCS consisterait à calculer le spectre des états E_j à une quasi-particule indépendante après avoir choisi les paramètres V_0 , μ et a_{TO} de l'interaction effective nucléon-nucléon et un ensemble d'énergies propres ϵ_j . Ce choix doit être évidemment modifié jusqu'à obtenir des énergies E_j comparables aux énergies expérimentales. Le principal inconvénient de cette méthode est de ne pas établir une correspondance univoque entre les

données expérimentales et les différents paramètres de la théorie, d'où une très grande difficulté dans l'étude systématique des différents aspects phénoménologiques de celle-ci.

Nous allons utiliser ici la méthode d'inversion des équations du gap, ou méthode IGE ⁽¹⁰⁾. Contrairement à la méthode BCS habituelle, cette méthode utilise les énergies expérimentales E_j pour déterminer univoquement l'intensité V_0 , les gap Δ_j , les énergies propres ϵ_j et les probabilités d'occupation v_j^2 . Nous exposerons brièvement la méthode IGE en suivant la référence citée.

Il convient de remarquer tout d'abord que cette méthode n'utilise aucune autre hypothèse que celle des quasi-particules indépendantes. Cette approximation est justifiée pour l'interprétation des premiers niveaux excités des noyaux pair-impairs. En effet, les configurations à une quasi-particule ont une énergie d'excitation de l'ordre du MeV, alors que les configurations à trois quasi-particules intervenant dans le calcul de l'hamiltonien d'interaction H'_{int} ont des énergies d'excitation de l'ordre de 4 MeV.

En tenant compte de la relation $u_k v_k = \frac{1}{2} \frac{\Delta_k}{E_k}$, l'équation du gap s'écrit

$$\Delta_i = - \frac{1}{4} \sum_k \left(\frac{2J_k + 1}{2J_i + 1} \right)^{1/2} \frac{\langle (ii)0 | V | (kk)0 \rangle}{E_k} \Delta_k. \quad (II.23)$$

En ce qui concerne l'interaction effective nucléon-nucléon V (relation (II.22)), on suppose connus la portée μ et le rapport a_{TO} des intensités triplet-impair et singlet-pair. On désigne en outre par $\bar{V}$ la force effective V_0 dont l'intensité est égale à -1. Par un choix convenable des phases, on peut avoir toutes les quantités $\langle (ii)0 | \bar{V} | (kk)0 \rangle \geq 0$ de sorte que tous les éléments de matrice :

$$M_{ik} = \frac{1}{4} \left(\frac{2J_k + 1}{2J_i + 1} \right)^{1/2} \frac{\langle (ii)0 | \bar{V} | (kk)0 \rangle}{E_k} \quad (II.24)$$

soient positifs ou nuls. L'équation du gap se ramène donc à un problème aux valeurs propres :

$$\frac{1}{V_0} \Delta_i = \sum_k M_{ik} \Delta_k \quad (II.25)$$

ou

$$M \Delta(\omega) = \omega \Delta(\omega).$$

La solution Δ a un sens physique si toutes ses composantes Δ_i , correspondant aux gaps en énergie, sont positives. Or, d'après un théorème dû à Frobenius ⁽³⁶⁾, une matrice réelle et positive a toujours un, et un seul, vecteur propre ayant cette propriété et la valeur propre correspondante ω' est la plus grande des valeurs propres positives et réelles. Cette valeur propre ω' est inversement proportionnelle à l'intensité de la force :

$$V_0 = 1/\omega'. \quad (\text{II.26})$$

La normalisation du vecteur propre correspondant $\Delta'(\omega')$ permet d'obtenir les gaps :

$$\Delta_i = \xi \Delta'_i(\omega') \quad \text{quel que soit } i. \quad (\text{II.27})$$

Aux énergies de quasi-particules les plus basses $E_i \gtrsim \Delta_i$, une première approximation pour ξ est :

$$\xi_0^2 = E_i / \Delta'_i(\omega') \quad \text{avec} \quad \xi \leq \xi_0. \quad (\text{II.28})$$

Sa valeur exacte est fournie par l'équation de conservation du nombre de nucléons (2.10) que l'on écrit :

$$\sum_i (j_i + \frac{1}{2}) (1 - s_i (1 - (\frac{\xi \Delta_i}{E_i})^2)^{1/2}) = N, \quad (\text{II.29})$$

où la fonction signe $s_i = -1$ si $v_i^2 > 1/2$ (état du type "trou") et $s_i = +1$ si $v_i^2 < 1/2$ (état du type "particule"). La détermination expérimentale de la fonction signe s_i s'effectue de la manière suivante : s_i est positive lorsque E_i décroît, c'est-à-dire lorsque la couche i est en majeure partie vide, et devient négative lorsque E_i est constant (ou croît), c'est-à-dire lorsque i devient l'état fondamental (ou achève de se remplir).

Enfin, les gaps Δ_i permettent d'obtenir les énergies propres $\tilde{\epsilon}_i$ relatives à un état de référence $\tilde{\epsilon}_r$ puisque :

$$\tilde{\epsilon}_i - \tilde{\epsilon}_r = s_i (E_i^2 - \Delta_i^2)^{1/2} - s_r (E_r^2 - \Delta_r^2)^{1/2}, \quad (\text{II.30})$$

et les probabilités d'occupation v_i sont données par :

$$v_i^2 = 1/2 (1 - s_i (E_i^2 - \Delta_i^2)^{1/2} / E_i) . \quad (\text{II.31})$$

II-8.2 Application aux isotones pair-impairs à 50 neutrons. Les résultats que nous avons obtenus par l'analyse BCS(IGE) des données expérimentales de la section II-7 sont présentés dans le tableau V. Les résultats relatifs à ^{87}Rb sont donnés uniquement à titre indicatif, la majeure partie des données ayant été obtenue par extrapolation.

L'extension radiale de la force effective est représentée par une gaussienne de portée $\mu = 1,7$ fm. Les fonctions d'onde de particule individuelle sont celles d'un puits d'oscillateur harmonique dont le paramètre $\alpha = \sqrt{m\omega/\hbar} = 0,47$ est compatible avec les mesures des rayons nucléaires dans cette région de masse. Rappelons également le rôle mineur ⁽³¹⁾ joué par le paramètre a_{T0} relatif à la composante triplet-impair ($S=1, T=1$) de la force effective qui n'agit qu'entre les états relatifs impairs. Ce paramètre a été pris égal à $-0,4$, valeur qui est la plus généralement choisie dans les calculs spectroscopiques du modèle des couches.

D'après leur définition théorique, la force à deux corps et les énergies de Hartree-Fock doivent rester constantes dans une région déterminée de la table des éléments, ou tout au moins varier très peu ⁽³¹⁾ et le nombre moyen de particules doit rester voisin de sa valeur exacte : $\delta \langle N \rangle = N - \langle \text{BCS} | N | \text{BCS} \rangle \approx 0$. Les résultats du tableau V nous permettent d'évaluer immédiatement le degré de validité du modèle des quasi-particules indépendantes dans la région des isotones à 50 neutrons.

Si l'erreur sur le nombre moyen de particules reste très petit, en revanche l'intensité V_0 de la force effective subit une variation assez importante (près de 10%) d'un noyau à l'autre, ce qui ne s'explique ni par l'insuffisance de l'espace de configuration, ni par le choix des paramètres μ , α ou a_{T0} de la force. L'énergie expérimentale E_j , choisie pour définir la position de l'état de quasi-particule j , est celle du niveau correspondant le plus intense. Lorsque le mélange de configuration n'est pas négligeable, cette énergie peut être calculée en faisant la moyenne des énergies des différentes composantes pondérées par leurs facteurs spectroscopiques. Les variations obtenues sur les valeurs des énergies E_j sont en général négligeables et ne suffisent pas non plus à expliquer le comportement précédent des potentiels V_0 .

En ce qui concerne les énergies de Hartree-Fock, la méthode BCS(IGE) donne ces énergies uniquement par rapport au niveau de Fermi λ qui ne peut pas être déterminé simplement à partir de l'expérience. Pour éliminer la dépendance en λ des énergies obtenues, il est commode de prendre une énergie de référence commune, par exemple la valeur moyenne :

$$\bar{\varepsilon} - \lambda = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n (\varepsilon_j - \lambda). \quad (\text{II.32})$$

Ce sont les énergies relatives $\varepsilon_j - \bar{\varepsilon} = (\varepsilon_j - \lambda) - (\bar{\varepsilon} - \lambda)$ qui sont données dans le tableau V. Mis à part l'état $1f_{5/2}$, les autres états H-F sont compris dans un intervalle de $\pm 0,4$ MeV autour de leur valeur moyenne.

Nous avons également porté, dans le tableau V, les coefficients de remplissage v_j^2 que l'on peut comparer directement aux facteurs spectroscopiques expérimentaux. Toutefois, ces facteurs n'ont pas été mesurés dans cette expérience. Ceux que nous obtenons dans la réaction de stripping ($^3\text{He}, d$) (chapitre II) mesurent le coefficient u_j^2 relatif à l'orbite j du noyau cible ^{88}Sr , ^{90}Zr ou ^{92}Mo , tandis que le calcul donne la probabilité d'occupation de l'orbite j dans le noyau pair-impair final ^{89}Y , ^{91}Nb ou ^{93}Tc .

En conclusion, il est clair que les quantités V_o et ε_j n'ont pas exactement le comportement exigé par leur définition théorique. On peut donc avoir des doutes sur la validité de l'image des quasi-particules indépendantes et son application à l'interprétation des spectres de basse énergie des isotones pair-impairs $N = 50$. Ces doutes ne sont pas sans fondement si, comme nous le verrons dans la section III-5, les quasi-particules "indépendantes" de proton interagissent avec les neutrons emplissant les mêmes orbites. Nous utiliserons néanmoins ces quantités au chapitre IV pour décrire les états de proton. Tout d'abord, parce que les variations observées restent dans un champ acceptable et, en outre, parce que ces quantités ont l'avantage de relier directement le modèle à l'expérience indépendamment de tout paramètre.

CHAPITRE III

LES ETATS DE NEUTRON DES ISOTONES $N = 50$

III-1. INTRODUCTION

Nous avons indiqué précédemment (section I-1) comment les états particule-trou du coeur fermé des neutrons pouvaient être utilisés pour augmenter le caractère collectif des états vibrationnels des noyaux pair-pairs. Le but de ce chapitre est d'obtenir les informations requises en vue d'une telle description dans la région des isotones à 50 neutrons.

Le schéma théorique des états excités par transfert d'un seul neutron dans les isotones $N = 50$ est simple car ces états sont associés à une couche complète et sont bien représentés dans le modèle en couches des particules indépendantes. Le transfert d'un neutron peut se faire par réaction de stripping pour obtenir les états de particule et par réaction de pick-up pour obtenir les états de trou. Les états de particule de neutron ont été étudiés par la réaction $(d,p)^{(4,5,6)}$ et sont bien connus. La multiplicité des états de même spin et parité est grande mais, en général, un seul état est excité de façon prédominante, conformément au schéma simple voulu par le modèle des couches. Ainsi, par exemple, dans la réaction $^{88}\text{Sr}(d,p)^{89}\text{Sr}^{(4)}$, on observe 25 états au-dessous de 4 MeV d'énergie d'excitation et 85 au-dessous de 5,86 MeV dont 28 seulement présentent une structure de stripping. Mais cette complexité apparente cache une structure plus simple puisque le premier état $2d_{5/2}$ porte 80% de l'intensité spectroscopique, le premier état $3s_{1/2}$: 90%, deux états $2d_{3/2}$: 80% à eux deux et le premier état $1g_{7/2}$: 74%.

Les états de trou de neutron ne sont pas connus et nous présentons, dans ce chapitre, une recherche de tels états simples dans la couche fermée $N = 50$ au moyen

de la réaction de pick-up ($^3\text{He}, \alpha$). Parmi les réactions de pick-up d'un neutron dont nous disposons auprès d'un accélérateur du type Tandem, la réaction ($^3\text{He}, \alpha$) est la seule utilisable tant du point de vue des bilans énergétiques que du mécanisme des réactions directes. En dépit du fait que cette réaction soit nettement moins simple à étudier que la réaction (p, d) dans l'approximation de Born avec ondes déformées, les résultats recherchés ont été obtenus. Outre l'étude de la réaction ($^3\text{He}, \alpha$) sur les trois isotones pair-pairs ^{88}Sr , ^{90}Zr et ^{92}Mo , il nous a semblé intéressant d'effectuer la même étude sur le noyau ^{89}Y qui est, en première approximation, constitué par un proton faiblement couplé au coeur ^{88}Sr .

La méthode expérimentale est décrite dans la section III-2 et la discussion des courbes expérimentales obtenues est présentée dans la section III-3. Le calcul des sections efficaces de pick-up en DWBA, ainsi que la détermination des facteurs spectroscopiques relatifs aux transitions observées, sont décrits dans la section III-4. L'analyse des résultats obtenus et leur comparaison avec les prévisions du modèle des couches sont discutées dans la section III-5. Les données expérimentales sur les états du type particule de neutron déterminés par la réaction de stripping (d, p) ($4, 5, 6$) sur les isotones $N = 50$ et sur les états de trou correspondants déterminés en début de ce chapitre par la réaction de pick-up ($^3\text{He}, \alpha$) sont rassemblées dans la section III-6, en vue de leur utilisation dans le calcul des états collectifs effectué dans le chapitre IV.

III-2. METHODE EXPERIMENTALE POUR L'ETUDE DE LA REACTION DE PICK-UP ($^3\text{He}, \alpha$)

La chambre à diffusion, les caractéristiques du faisceau de particules ^3He ainsi que les cibles utilisées sont les mêmes que dans les expériences ($^3\text{He}, d$) décrites au chapitre II.

Les bilans énergétiques des réactions induites par les particules ^3He sur les cibles considérées sont donnés dans le tableau I. Les particules α observées perdent toute leur énergie ($E_\alpha \lesssim 27 \text{ MeV}$) dans un détecteur semi-conducteur au silicium de moins de 500 microns d'épaisseur. Dans un tel détecteur, les protons émis au cours de la réaction ($^3\text{He}, p$) dont l'énergie est environ 23 MeV perdent de l'ordre de 2 MeV d'énergie, les deutons dont l'énergie est de l'ordre de 18 MeV y perdent environ 5 MeV et les tritons (^3H) dont l'énergie est inférieure à 12,5 MeV y perdent toute leur énergie ainsi que les particules ^3He diffusées élastiquement. Par suite, le spectre en énergie des particules α émises au cours de la réaction ($^3\text{He}, \alpha$) sur les noyaux considérés pourra être observé jusqu'au moins 8 MeV d'énergie d'excitation sans qu'il soit nécessaire d'utiliser un identificateur de particules. Un simple amplificateur à seuil permet d'éliminer les signaux de faible amplitude dus aux

autres particules et de conserver uniquement les impulsions les plus grandes, dues aux particules α , aux fins d'analyse. Il est clair cependant que toutes les particules détectées, notamment les particules ^3He diffusées élastiquement - les plus nombreuses - , créent un bruit de fond important et imposent une limitation à la méthode. Lorsqu'elles deviennent plus nombreuses que les particules α étudiées, aux angles avant par exemple, la probabilité d'observer une particule α dont l'impulsion ne soit pas perturbée par une impulsion indésirable diminue très rapidement (Appendice B). La figure 12 montre un exemple type des spectres obtenus dans cette étude. La résolution en énergie est de l'ordre de 60 à 70 keV. L'énergie des divers états excités a été déterminée de la même manière que dans les expériences ($^3\text{He}, d$) décrites au chapitre II. Ces énergies sont données pour chacun des noyaux étudiés dans la colonne E^* du tableau VI, avec les erreurs correspondantes.

III-3. DISCUSSION DES COURBES EXPERIMENTALES

Les distributions angulaires des sections efficaces ont été obtenues entre 25 et 80 degrés par pas de 5 degrés. Les sections efficaces absolues sont déterminées, comme au chapitre II, par comparaison des sections efficaces de diffusion coulombienne théorique et expérimentale, successivement sur chacune des cibles. L'erreur globale sur les mesures de sections efficaces absolues est inférieure à 20%.

D'une manière générale, les distributions angulaires obtenues sont assez peu structurées. Ceci relève d'ailleurs moins des conditions d'expérience que des particularités cinématiques propres à la réaction ($^3\text{He}, \alpha$), comme il a été constaté à d'autres énergies et pour d'autres éléments (37,38). Les moments angulaires de transfert attendus dans ces réactions sont $\ell = 4, 1$ et 3. Les attributions $\ell = 4$ et $\ell = 1$ ont été faites par comparaison avec les distributions angulaires relatives à des états de spin connus comme, par exemple, l'état fondamental et le premier état excité de ^{87}Sr (voir le tableau VI). D'autres distributions angulaires assez nettement différentes des distributions angulaires $\ell = 4$ (voir figure 14) ont été classées $\ell = 3$, la forme $\ell = 2$ étant exclue par comparaison avec la distribution angulaire $\ell = 2$ obtenue dans l'étude de la réaction $^{92}\text{Zr}(^3\text{He}, \alpha)^{91}\text{Zr}$ (39). Notons également que des transitions $\ell = 2$ aussi intenses ici auraient été en violente contradiction avec les hypothèses du modèle des couches. Quoique ces attributions aient été faites sans référence à l'accord éventuel avec des courbes calculées dans le cadre de la DWBA, il convient de noter que ce calcul, utilisant les valeurs ℓ précédemment déterminées, reproduit assez bien les courbes expérimentales (figures 15 à 18). L'ensemble des résultats obtenus sur les quatre isotopes est présenté sur la figure 13 où l'on a porté également les résultats connus sur $^{85}\text{Kr}_{49}$ et $^{83}\text{Se}_{49}$.

III-4. CALCUL DES SECTIONS EFFICACES DE PICK-UP EN DWBA ET FACTEURS SPECTROSCOPIQUES

Avec les mêmes notations que dans le chapitre II, la section efficace différentielle mesurée peut s'écrire ici :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = N_{\tau,\alpha} G_{\ell j} \sigma_{\ell j}(\theta), \quad (\text{III.1})$$

où $N_{\tau,\alpha}$ est le coefficient de normalisation tenant compte du recouvrement des fonctions d'onde des fragments légers ^3He et ^4He (τ et α) ; $G_{\ell j}$ est l'intensité spectroscopique de la transition et $\sigma_{\ell j}(\theta)$ la section efficace différentielle calculée dans l'approximation de Born avec ondes déformées par le programme Julie (23).

Comme pour la réaction ($^3\text{He}, d$), la somme des intensités spectroscopiques pour le pick-up (arrachement) d'un neutron est limitée supérieurement. Les règles de somme sont les suivantes (22) :

$$\begin{aligned} \sum G(\ell, j, T_0 - 1/2) &= n_j - p_j / (2T_0 + 1), \\ \sum G(\ell, j, T_0 + 1/2) &= p_j / (2T_0 + 1), \end{aligned} \quad (\text{III.2})$$

où n_j et p_j désignent respectivement le nombre de neutrons et de protons dans l'orbite (ℓ, j, T) de la cible. Enfin, dans notre cas où toutes les orbites de neutrons sont supposées remplies ;

$$\sum G(\ell, j, T) = n_j = 2j + 1. \quad (\text{III.3})$$

La détermination des intensités spectroscopiques $G_{\ell j}$ dépend non seulement du calcul de la section efficace réduite $\sigma_{\ell j}(\theta)$, mais également de la connaissance de la constante $N_{\tau,\alpha}$.

III-4.1 La constante de normalisation $N_{\tau,\alpha}$. La constante $N_{\tau,\alpha}$ a été récemment évaluée par R.H. Bassel (communication privée aux auteurs de la référence (37)) qui propose $18 \leq N_{\tau,\alpha} \leq 25$. Ceci est en accord avec plusieurs (37,40,41) déterminations expérimentales qui donnent $N_{\tau,\alpha} \approx 25$, en comparant des sections efficaces mesurées et calculées (DWBA) dans des cas où l'intensité spectroscopique est supposée connue avec une bonne précision.

Comme pour la constante $N_{\tau,d}$, nous avons calculé la constante $N_{\tau,\alpha}$ en imposant que la somme des intensités relatives à une transition bien déterminée soit égale à sa limite théorique. La transition $\ell = 4$ aux états fondamentaux $j = 9/2$ ne présente pas d'ambiguïté et offre les meilleures conditions d'application de la DWBA. En outre, la couche $1g_{9/2}$ peut être considérée remplie à 100% de neutrons et pratiquement vide de protons (voir chapitre II); on a donc :

$$\sum G(4, \frac{9}{2}, T_0 - \frac{1}{2}) \approx 10.$$

La moyenne des constantes de normalisation que l'on obtient en imposant cette limite aux transitions $\ell = 4$ sur les trois cibles est $N_{\tau,\alpha} = 27$. Les intensités spectroscopiques obtenues au moyen de cette constante sont données dans le tableau VI pour chacune des réactions étudiées. Notons que, inversement, en utilisant cette constante pour le calcul des sections efficaces de la même réaction sur ^{89}Y , on obtient 11,4 au lieu de 10 pour la somme des intensités spectroscopiques, ce qui implique une erreur d'au moins 15% soit sur la constante de normalisation, soit sur la section efficace mesurée.

III-4.2 Les sections efficaces réduites $\sigma_{\ell j}(\theta)$. Les problèmes soulevés par l'application de la DWBA au calcul des sections efficaces absolues des réactions faisant intervenir des projectiles de masse $A > 2$ ont déjà été mentionnés dans la seconde partie (section II-5). Les problèmes spécifiques à la réaction $(^3\text{He}, \alpha)$ ont été étudiés par R. Stock et al ⁽³⁷⁾ dont les conclusions sont les suivantes. Si l'on utilise des paramètres optiques convenables et si les conditions d'adaptation de moments angulaires sont correctes, le calcul des sections efficaces par la DWBA utilisant des potentiels locaux, de portée nulle, et une intégration sans coupure inférieure devrait rendre compte assez bien des sections efficaces mesurées. Toutefois, des difficultés peuvent se présenter dans les transitions pour lesquelles les conditions d'adaptation sont défavorables.

a) Les paramètres optiques. Les paramètres optiques pour les projectiles ^3He ont été décrits dans la seconde partie (section II-5) et sont donnés, avec les paramètres α , dans le tableau II. Les paramètres α sont des paramètres moyens du type profond puisque la profondeur du puits réel (208 MeV) est environ deux fois la profondeur utilisée pour décrire la diffusion des deutons ; cette valeur correspond - au sens de la référence ⁽³⁷⁾ - aux paramètres ^3He utilisés ici.

b) La fonction d'onde liée. La fonction d'onde décrivant le neutron lié dans la cible ou facteur de forme, est fonction propre d'une équation de Schrödinger dont

le potentiel a été décrit dans la section II-5. L'énergie de liaison du neutron est, comme précédemment, égale à son énergie de séparation $B^*(n) = B_f(n) + E^*$.

c) Conditions d'adaptation des moments angulaires. Une étude récente (37) a montré que l'adaptation des moments angulaires dans les voies d'entrée et de sortie jouait un rôle important dans le calcul des sections efficaces de réaction. En effet, la section efficace de la réaction $A(a,b)B$ est de la forme :

$$\sigma_{\ell j}(\theta) \propto \sum_{m=-\ell}^{+\ell} \left| \sum_{L_a L_b} G_{L_a L_b}^{\ell m}(\theta) f_{L_a L_b}^{\ell j} \right|^2, \quad (\text{III.4})$$

où $G(\theta)$ contient la dépendance angulaire de la section efficace et f la dépendance radiale

$$f_{L_a L_b}^{\ell j} = \frac{k_b}{k_a} \int_0^\infty F_{L_b}(k_b r) F_{L_a}(k_a r) u_{\ell j}(r) dr. \quad (\text{III.5})$$

Les F_L sont les fonctions radiales des ondes partielles L diffusées élastiquement, k les impulsions et $u_{\ell j}$ les composantes radiales de la fonction d'onde liée. L'intégrale précédente n'est bien déterminée que si chacun des termes F_{L_b} , F_{L_a} et $u_{\ell j}$ est bien déterminé. Or, seules, quelques fonctions F_L ont des valeurs non négligeables, celles dont les ondes L rasent la surface du noyau. Donc si le produit $F_{L_b} \cdot F_{L_a}$ n'est pas localisé dans l'espace des L , c'est-à-dire si F_{L_b} et F_{L_a} ne sont pas non négligeables simultanément, l'intégrale f sera mal définie : les moments angulaires seront inadaptés (la présence de la fonction u n'intervient pas parce qu'elle varie lentement comparativement aux fonctions F). Lorsque $\ell \neq 0$, les conditions d'adaptation et d'inadaptation des moments angulaires sont respectivement :

$$(k_b - k_a)R_0 \approx \ell$$

et

$$(\text{III.6})$$

$$(k_b - k_a)R_0 \gg \ell.$$

Dans les réactions $(^3\text{He}, d)$ étudiées précédemment (chapitre II), les bilans énergétiques Q sont voisins de zéro et $k_b \approx k_a$, de sorte que les moments angulaires sont toujours adaptés. Il n'en est pas de même pour les réactions $(^3\text{He}, \alpha)$. Pour ^{90}Zr , par exemple, $Q = 8,6$ MeV, $R_0 \approx 1,2 A^{1/3} \text{ fm} = 5,38 \text{ fm}$, $k(^3\text{He}) \approx 1,56$ et $k(\alpha) \approx 2,17$, de sorte que nous devons comparer $(k(\alpha) - k(^3\text{He})) R_0 \approx 3$ à ℓ . Il est donc clair que, pour les transferts $\ell = 2, 3$ ou 4 , les conditions d'adaptation (III-6) seront satisfaites, alors que pour $\ell = 1$ le calcul sera moins sûr et, par suite, les distributions angulaires seront moins caractéristiques puisque leur forme "diffract ionnelle" sera moins marquée.

III-4.3 Les distributions angulaires. Les distributions angulaires expérimentales et théoriques sont comparées dans les figures 15 à 18. En général l'accord est satisfaisant, sauf peut-être pour les courbes $\ell = 1$ aux angles $\theta_{CM} < 40^\circ$. Comme nous venons de le voir, ceci pourrait être expliqué par l'impossibilité du calcul correct des sections efficaces lorsque les conditions d'adaptation sont défavorables.

III-4.4 Les facteurs spectroscopiques. L'extraction des facteurs spectroscopiques absolus présente de grandes difficultés (voir la section II-5) tant du point de vue de la théorie des réactions nucléaires que du choix du facteur de forme. Dans l'état actuel des théories, il semble plus raisonnable de se limiter à l'étude des facteurs spectroscopiques relatifs pour lesquels déjà les problèmes et les erreurs ne sont pas négligeables. Si une variation raisonnable des paramètres optiques ne change pratiquement que la normalisation des distributions angulaires, d'autres facteurs interviennent dont il est utile de connaître l'influence pour déterminer l'ordre de grandeur des erreurs sur les facteurs spectroscopiques relatifs. L'un de ces facteurs est la profondeur du puits de potentiel dans lequel se meut la particule transférée qui est calculée à partir de l'énergie de liaison $B^*(n)$. Dans la plupart des cas et dans le présent calcul, B^* est l'énergie de séparation du neutron sur son niveau excité et non pas le centre de gravité de l'état du modèle des couches considéré. Cette définition de B^* conduit parfois à des facteurs spectroscopiques déraisonnables, en particulier pour les états analogues à haute énergie d'excitation ⁽³⁷⁾ ; aussi peut-on se demander quelle est l'influence du choix de B^* sur les facteurs spectroscopiques relatifs. Dans la réaction $^{90}\text{Zr}(^3\text{He}, \alpha)^{89}\text{Zr}$, le calcul de la section efficace intégrée en fonction de $B(n)$ montre ⁽³⁾ une décroissance d'environ 10 à 15% par MeV pour les transferts $\ell = 0, 1$ et 2 et environ 25% par MeV pour les transferts $\ell = 3$ et 4 avec, évidemment, une augmentation correspondante des facteurs spectroscopiques relatifs. Un autre paramètre pouvant influencer sur le calcul de ces facteurs est le rayon réduit r_{on} du puits de la particule transférée. En particulier, dans la réaction $^{90}\text{Zr}(^3\text{He}, \alpha)^{89}\text{Zr}$, si l'on choisit $r_{on} = 1,25$ fm au lieu de 1,20 fm, les facteurs spectroscopiques absolus varient en moyenne de 35%. Toutefois, dans notre cas, cette variation peut être compensée en grande partie par l'utilisation d'une autre constante de normalisation : $N_{\tau, \alpha} = 20$ au lieu de 27 ; seule subsiste alors une variation relative inférieure à 5%.

Comme dans le cas des réactions $(^3\text{He}, d)$, il est difficile d'évaluer l'erreur sur les facteurs spectroscopiques relatifs ainsi obtenus. Si les valeurs obtenues pour les transitions $\ell = 3$ et 4 sont compatibles avec les limites théoriques, celles relatives aux transitions $\ell = 1, j = 1/2$ dépassent d'environ 50% la limite correspondante. Il convient cependant de rappeler que les conditions d'adaptation des

moments angulaires sont particulièrement défavorables pour cette transition. Ici encore, nous dirons que la considération globale des résultats obtenus pour les mêmes transitions relatives aux différentes cibles est d'un intérêt beaucoup plus grand que la considération des facteurs spectroscopiques individuels.

D'une manière générale, les intensités spectroscopiques obtenues par la réaction ($^3\text{He}, \alpha$) pourraient être utilement vérifiées en les confrontant, par exemple, à celles obtenues par la réaction (p,d), comme nous le ferons ci-dessous dans le cas de ^{90}Zr . En effet, les intensités spectroscopiques des niveaux $9/2^+$ observés ici ont servi de base pour la normalisation. Les intensités spectroscopiques des niveaux $1/2^-$ sont systématiquement surestimées de 50% et les conditions défavorables pour l'adaptation des moments angulaires ne semblent pas suffisantes pour expliquer ce désaccord puisque, à 500 keV près, les autres transitions $\ell = 1$, relatives aux états $3/2^-$, n'ont pas d'intensités spectroscopiques trop grandes.

III-5. ANALYSE ET DISCUSSION DES RESULTATS

Les résultats obtenus pour les cibles paires montrent que le nombre d'états excités est plus grand que ne le prédit le modèle des couches, indiquant la présence d'un mélange de configurations. Ce mélange est moins important pour les neutrons de la couche $1g_{9/2}$ dont la fonction d'onde est d'ailleurs de parité opposée à celle des configurations voisines. Les propriétés des états de trou de neutron sont très semblables jusqu'à environ 1,5 MeV d'énergie d'excitation, c'est-à-dire pour les quatre premiers états excités. Lorsque les valeurs du moment orbital transféré ℓ ont été déterminées, la considération du modèle des couches et des limites théoriques des sommes d'intensités spectroscopiques permet d'attribuer respectivement à ces quatre niveaux les spins et parités $9/2^+$, $1/2^-$, $3/2^-$ et $5/2^-$. L'importance des intensités spectroscopiques observées montre que la plus grande partie des états de trou correspondants a été excitée. Au-delà d'environ 3 MeV d'énergie d'excitation, aucun niveau n'est excité de manière sensible, ce qui peut s'expliquer par les effets de la barrière coulombienne.

On remarque que les intervalles d'énergie entre les états ($1/2^-$, $3/2^-$) et ($3/2^-$, $5/2^-$) restent pratiquement constants dans les trois noyaux : 370 ± 3 keV et 490 ± 12 keV. En outre, ces trois niveaux s'éloignent en bloc du fondamental $9/2^+$: de 200 keV lorsqu'on passe de ^{87}Sr à ^{89}Zr et de 63 keV lorsqu'on passe de ^{89}Zr à ^{92}Mo . Une explication possible de ce phénomène est la suivante. Les deux protons supplémentaires que l'on ajoute en passant de ^{87}Sr à ^{89}Zr ne vont pas dans la

couche $1g_{9/2}$ mais dans les couches plus profondes $2p_{1/2}$ ou $2p_{3/2}$. Ces protons peuvent ainsi se coupler aux neutrons des orbites correspondantes et former des agrégats du type quartet, composés de deux neutrons et de deux protons, dont l'énergie de liaison est grande, d'où cet enfoncement global des orbites pleines par rapport à l'orbite $1g_{9/2}$. L'enfoncement moins rapide de ces orbites lorsqu'on passe de ^{89}Zr à ^{92}Mo pourrait être dû au fait que l'orbite $1g_{9/2}$, contenant alors deux protons, commence elle-même à "sentir" l'interaction neutron-proton et à devenir plus liée. Cette explication est confirmée par une étude récente de l'énergie potentielle du noyau en fonction du nombre de nucléons ⁽⁴²⁾. Bien entendu, on retrouve également ici (fig. 19) le comportement régulier des états de quasi-particules décrit au chapitre II.

III-5.1 La réaction $^{88}\text{Sr}(^3\text{He},\alpha)^{87}\text{Sr}$. Seuls les trois premiers niveaux avaient été étudiés avant le présent travail. Les spins connus, ou présumés, de ces trois niveaux sont indiqués sur la figure 13. L'analyse des distributions angulaires obtenues confirme l'attribution du spin $3/2^-$ à l'état à 0,65 MeV et permet d'identifier deux nouveaux états $5/2^-$ à 1,232 MeV et $9/2^+$ à 2,193 MeV.

III-5.2 La réaction $^{90}\text{Zr}(^3\text{He},\alpha)^{89}\text{Zr}$. Seuls, les trois premiers niveaux avaient été identifiés au début du présent travail (fig. 13). Nous avons confirmé ces résultats. Parmi les autres niveaux observés, nous avons pu identifier deux transitions $\ell = 3$ à 1,46 et 2,10 MeV très probablement relatives au pick-up de neutrons $1f_{5/2}$, l'orbite $1f_{7/2}$ étant attendue à une énergie d'excitation beaucoup plus élevée. Depuis l'achèvement de ce travail, nous avons vu nos résultats confirmés par d'autres mesures utilisant soit la même réaction à la même énergie ⁽⁴³⁾, soit la réaction $^{90}\text{Zr}(p,d)^{89}\text{Zr}$ ^(44,49). La comparaison des intensités spectroscopiques obtenus par les différentes réactions de pick-up d'un neutron dans l'étude des états de trou de ^{89}Zr est faite dans le tableau suivant.

Il est assez surprenant de constater que l'accord entre les valeurs obtenues est meilleur entre les résultats (1) et (3) d'une part et (2) et (4) d'autre part, qui sont pourtant relatifs à des réactions différentes. L'ordre de grandeur des écarts observés constitue une évaluation directe des erreurs commises dans la mesure des facteurs spectroscopiques.

Comparaison des intensités spectroscopiques obtenues dans l'analyse des réactions de pick-up d'un neutron dans la couche fermée $N = 50$.

a) résultats du présent travail, b) réaction $(^3\text{He}, \alpha)^{(43)}$, valeurs normalisées sur l'état fondamental, c) et d) réaction (p, d) à 55 MeV $^{(44)}$ et à 31 MeV $^{(49)}$.

E_j	ℓ, j^π	$G_{\ell j}^{(a)}$	$G_{\ell j}^{(b)}$	$G_{\ell j}^{(c)}$	$G_{\ell j}^{(d)}$
0,0	4, $9/2^+$	9,7	10,0	9,5	9,6
0,59	1, $1/2^-$	2,7	1,7	2,1	1,7
1,09	1, $3/2^-$	3,0	2,6	2,7	2,4
1,46	3, $5/2^-$	4,1	2,7	4,0	3,0
2,10	3, $5/2^-$	1,4	0,9	1,1	0,7

III-5.3 La réaction $^{92}\text{Mo}(^3\text{He}, \alpha)^{91}\text{Mo}$. Les seuls états connus avant cette expérience étaient l'état fondamental $9/2^+$ et le premier état excité métastable $1/2^-$ à 0,653 MeV. Ces attributions sont confirmées par le présent travail. Parmi les autres états excités observés, nous attribuons le spin $3/2^-$ à l'état à 1,16 MeV, le spin $5/2^-$ à l'état à 1,53 MeV et, avec réserves, le spin $9/2^+$ à l'état à 1,91 MeV pour lequel la courbe calculée en DWBA n'est pas en très bon accord.

III-5.4 La réaction $^{89}\text{Y}(^3\text{He}, \alpha)^{88}\text{Y}$. Les premiers états excités du noyau ^{89}Y sont décrits généralement dans le modèle des couches par un proton faiblement couplé au "cœur" que constitue le noyau ^{88}Sr . Si l'on suppose que ce modèle de couplage faible peut également rendre compte des premiers états du noyau impair-impair ^{88}Y , tous les états de trou de neutron observés précédemment devraient être retrouvés ici, dédoublés par couplage au proton célibataire $2p_{1/2}$, et l'intensité spectroscopique de chaque membre du doublet devrait être proportionnelle à $2J+1$.

Cette image simple est confirmée par les quatre premiers niveaux observés (voir tableau VI). Le rapport des intensités spectroscopiques de l'état fondamental et du premier excité à 0,231 MeV est 1,24, à comparer à 1,22 prévu par la règle de proportionnalité à $2J+1$ si l'on attribue le spin 4^- au fondamental et 5^- au premier excité, contre 0,82 dans le cas inverse. De même, pour les deuxième (0,394 MeV) et troisième (0,768 MeV) états excités, auxquels on peut attribuer respectivement les spins 1^+ et 0^+ puisque le rapport des intensités spectroscopiques est 2,1

à comparer à 3. Le problème est moins simple à plus haute énergie d'excitation parce que la résolution expérimentale ne nous a pas permis de séparer les distributions angulaires des états à 1,250 et 1,306 MeV. En supposant que ce doublet soit uniquement constitué par un état 2^+ ou, de manière équivalente, que la contribution de l'autre état à l'intensité spectroscopique soit négligeable, l'attribution du spin 1^+ au niveau à 1,605 MeV choisi comme second membre du doublet, donne un rapport $3,7/2,6 = 1,42$ comparable au rapport théorique $5/3 = 1,67$. Avec les mêmes réserves nous attribuerons le spin 3^+ au niveau à 1,750 MeV.

Notons que les spins du trou de neutron ($9/2^+$) et du proton célibataire ($1/2^-$) sont couplés antiparallèlement dans l'état fondamental (4^-) et parallèlement dans le premier état excité (5^-) en accord avec la règle forte de Nordheim quoiqu'il s'agisse ici, non pas du couplage de deux particules, mais du couplage d'une particule et d'un trou dont le moment angulaire total se projette à l'inverse de celui d'une particule. Ainsi, l'état de parité négative de spin le spin élevé est à plus haute énergie d'excitation, alors que c'est l'inverse pour les états de parité positive observée au-delà.

Depuis la publication de nos premiers résultats sur ^{88}Y (45), la même expérience a été refaite (46) confirmant le résultat précédent.

III-6. RESUME DES DONNEES EXPERIMENTALES SUR LES ETATS DU TYPE PARTICULE OU TROU DE NEUTRON DANS LES ISOTONES $N = 50$

Le calcul des corrélations dans l'état fondamental des isotones pair-pairs qui sera fait au chapitre suivant exige la connaissance des états de neutrons tant dans la couche majeure $n = 3$ (états de trou dans les couches $1g_{9/2}$, $2p_{1/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ et $1f_{7/2}$) que dans la couche majeure $n = 4$ (états de particule dans les couches $2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$, $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$ et $1h_{11/2}$). Nous allons rassembler ici les données expérimentales relatives à ces états. Les états de neutron ont été obtenus essentiellement par la réaction (d,p) sur ^{86}Kr (47), ^{88}Sr (4), ^{90}Zr (5) et ^{92}Mo (6). Les états de trou de neutron dans ^{87}Sr , ^{89}Zr et ^{91}Mo étaient pratiquement inconnus avant le présent travail (section III-5) ; ils ont donc été obtenus essentiellement par la réaction ($^3\text{He}, \alpha$) ; de même pour les états de ^{85}Kr (46). Une étude récente de la réaction (p,d) sur ^{90}Zr (44,49) confirme les résultats antérieurs. Les résultats précédents sont rassemblés dans la figure 19 dans laquelle nous avons pris l'état $1g_{9/2}$ comme état de référence. L'intervalle G entre l'état $1g_{9/2}$ et l'état fondamental $2d_{5/2}$ des noyaux tels que $N = 50+1$ est calculé d'après les valeurs publiées (19) suivant la relation :

$$G = 2B_{50} - (B_{49} + B_{51}) = Q_{\gamma,n}(N = 50+1) - Q_{\gamma,n}(N = 50). \quad (\text{III.7})$$

L'erreur sur ces quantités est inférieure à 50 keV.

Deux états seulement n'ont pas été observés expérimentalement : les états $1f_{7/2}$ et $1h_{11/2}$. L'état $1f_{7/2}$ a été placé empiriquement à 2 MeV de l'état $1f_{5/2}$. L'état $1h_{11/2}$ n'a pas été vu dans la réaction $^{88}\text{Sr}(d,p)^{89}\text{Sr}$ (4) étudiée jusqu'à 6 MeV d'énergie d'excitation, ni dans la réaction $^{90}\text{Zr}(d,p)^{91}\text{Zr}$ (5) étudiée jusqu'à 5 MeV d'énergie d'excitation ; aussi l'avons-nous placé arbitrairement au voisinage de ces énergies. De toute manière son éloignement ne peut plus guère influencer les résultats du calcul.

CHAPITRE IV

LES ETATS VIBRATIONNELS DES ISOTONES PAIR-PAIRS A 50 NEUTRONS

IV-1. INTRODUCTION

Les propriétés des états collectifs vibrationnels des noyaux pair-pairs à une couche complète peuvent être calculées à partir des données expérimentales sur les noyaux impairs voisins dans l'approximation de Tamm-Dancoff (TDA) ou dans l'approximation des phases aléatoires (RPA) dans l'espace des excitations à deux quasi-particules et des excitations particule-trou. Ces propriétés sont essentiellement : les position, spin, isospin, parité et fonction d'onde des états excités ainsi que leur probabilité de transition vers l'état fondamental. La validité du calcul théorique peut être contrôlée en comparant ces quantités aux valeurs expérimentales existantes. L'énergie des états collectifs, dont la détermination expérimentale est relativement simple, peut souvent être reproduite par des modèles phénoménologiques également très simples ⁽⁷²⁾ Une épreuve beaucoup plus astreignante pour le modèle consiste à éprouver directement la validité des fonctions d'onde microscopiques par la comparaison des taux de transition expérimentaux et calculés.

Dans le présent chapitre, nous utiliserons la diffusion inélastique des protons pour étudier les états collectifs des noyaux pair-pairs à 50 neutrons. Dans la première partie, nous décrirons l'expérience de diffusion élastique et inélastique des protons sur ^{88}Sr et son interprétation dans le cadre de modèles macroscopiques. Puis nous utiliserons les résultats des chapitres précédents pour calculer, à l'approximation de Tamm-Dancoff et à l'approximation des phases aléatoires, les propriétés de ces états collectifs que nous comparerons aux résultats expérimentaux. Enfin, les fonctions d'onde microscopiques obtenues seront utilisées comme facteur de forme dans le calcul des sections efficaces de diffusion inélastique de protons et les résultats seront comparés à l'expérience. Quoiqu'il ne soit pas simple de

faire la part des erreurs dues à la description du mécanisme de réaction et de celles dues à la description microscopique des états excités, la confrontation avec l'expérience permet, dans une certaine mesure, d'éprouver les deux modèles utilisés. Enfin, après comparaison des taux de transition observés à l'aide d'opérateurs différents - excitation coulombienne, excitation par diffusion d'électrons, de protons ou de particules alpha - , nous nous servons des résultats obtenus dans l'étude de la diffusion d'électrons pour comparer la contribution relative des protons et des neutrons de la cible ^{88}Sr au phénomène de diffusion de protons.

IV-2. ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DIFFUSION DE PROTONS DE 20 MeV SUR ^{88}Sr

Les réactions $^{88}\text{Sr}(p,p)^{88}\text{Sr}$ et $^{88}\text{Sr}(p,p')^{88}\text{Sr}^*$ ont été étudiées au Service de Physique Nucléaire à Moyenne Energie du CEN-Saclay. Le cyclotron à énergie variable du SPNME nous a fourni un faisceau de 1 μA de protons de 20,2 MeV d'énergie avec une résolution d'environ 60 keV. La cible de strontium utilisée a été décrite au chapitre II (voir également le tableau I).

IV-2.1 Dispositif expérimental. Avant d'atteindre la cible, le faisceau de protons est analysé dans un système magnétique (aimant et lentilles électrostatiques) dont la dispersion est asservie à celle de l'aimant secondaire (analyseur des particules diffusées) de manière à compenser mutuellement leur dispersion. A la sortie de l'aimant d'analyse, les protons diffusés déclenchent une impulsion aux bornes à haute-tension d'une chambre à étincelles ⁽⁵⁰⁾ de 20 cm de longueur, placée dans le plan focal de l'aimant. La hauteur de cette impulsion est fonction de la position du point d'impact dans la chambre à étincelles et cette position, rapportée au plan focal, permet de définir l'énergie de la particule incidente. Pour une valeur fixée du champ de l'aimant d'analyse, la longueur totale de la chambre à étincelles permet d'observer, à chaque mesure, une bande d'énergie d'environ 1,5 MeV de largeur dans le spectre d'excitation. La résolution en énergie de l'ensemble du système de détection est de l'ordre de 20 à 25 keV, comme on peut le voir sur le spectre de la figure 21.

IV-2.2 Enregistrement des mesures. Les impulsions sont analysées dans un convertisseur analogique digital puis stockées dans un bloc mémoire. Le spectre final est sortie sur bande perforée avant d'être tracé et mis sur cartes perforées en vue d'un dépouillement automatique. Les spectres d'excitation ont été obtenus jusqu'à une énergie d'environ 5,5 MeV et les énergies de 27 états excités ont été déterminées avec une erreur de ± 15 keV, essentiellement par comparaison avec les énergies

connues des impuretés de carbone et d'oxygène. Les mesures ont été effectuées de 25 à 95 degrés par pas de 5 degrés et, en dépit des impuretés cachant parfois certains niveaux, de nombreuses distributions angulaires peuvent être comparées aux calculs théoriques.

IV-3. ANALYSE DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

IV-3.1 Détermination des paramètres optiques de la diffusion élastique.

La distribution angulaire des protons diffusés élastiquement à 20,2 MeV a été utilisée dans le programme de recherche automatique JIB ⁽⁵¹⁾ de manière à déterminer les paramètres du modèle optique rendant compte au mieux de cette courbe expérimentale. La recherche automatique a été amorcée sur les paramètres obtenus dans l'étude de la diffusion élastique de protons de 20 MeV d'énergie sur ⁹⁰Zr ⁽⁵²⁾. La figure 22 montre l'accord obtenu entre la distribution angulaire théorique et expérimentale où, pour plus de contraste, nous avons tracé la section efficace nucléaire divisée par la section efficace coulombienne. La courbe théorique calculée dans le cadre du modèle optique est obtenue avec les paramètres du tableau II.

IV-3.2 Analyse des distributions angulaires dans le cadre de modèles collectifs.

a) L'approximation de Born avec ondes déformées (DWBA). Dans la description de la diffusion inélastique par le modèle collectif et l'approximation de Born des ondes déformées, le projectile voit le noyau comme un puits de potentiel complexe et déformé ⁽⁵³⁾. Dans ce modèle, la déformation axiale du noyau est mesurée par un paramètre β_ℓ déterminé en comparant les intensités des distributions angulaires expérimentales et calculées (voir appendice C). Enfin, le modèle collectif permet de calculer ⁽⁵³⁾ le taux de transition réduit $B(E\ell)$ de ce niveau vers l'état fondamental, à partir de β_ℓ . Bien entendu, le calcul DWBA relie directement l'état excité à l'état fondamental, sans tenir compte d'un couplage éventuel avec des états intermédiaires, contrairement au calcul par équations couplées. Cependant, tout au moins pour les premiers niveaux, les paramètres de déformation (et par suite les $B(E\ell)$) ainsi obtenus ne sont pas très différents des paramètres correspondants obtenus à l'aide des équations couplées. Les courbes correspondantes sont représentées dans les figures 23 et 24.

Le tableau VII résume l'ensemble de ce travail en donnant les énergies des niveaux observés et leur spin et parité déterminés par comparaison avec les distributions angulaires calculées au moyen du programme DWBA-Julie ⁽²³⁾. Les niveaux marqués d'un astérisque ont des distributions angulaires peu caractéristiques pour lesquelles la comparaison avec les courbes calculées n'est pas sans ambiguïtés. A titre de comparaison, nous avons également porté, dans le tableau VII, les résul-

tats d'un travail identique ⁽⁹⁾ fait en même temps que le nôtre mais avec une résolution en énergie de l'ordre de 120 keV.

b) Calcul des sections efficaces différentielles par la méthode des équations couplées. Nous renvoyons à l'appendice C pour une description succincte de la méthode et aux références ⁽⁵⁴⁾ pour une description plus complète de la méthode et du programme utilisés. Les paramètres optiques utilisés sont les mêmes que dans l'analyse DWBA sauf pour le potentiel imaginaire de surface qui est ramené à $W' = 10,3$ MeV. Pour les premiers niveaux, et dans la mesure où le paramètre de déformation β_ℓ est petit, l'amélioration apportée par le couplage des différentes voies est assez faible, comme le montrent les figures 23 et 24. Pour les niveaux à énergie d'excitation élevée, la complexité des couplages est énorme et conduirait ici à des temps de calcul injustifiés.

IV-3.3 Comparaison des probabilités de transition déterminées par différentes expériences. Les expériences de diffusion (p,p') , (α,α') , (e,e') etc ... n'explorent pas la même partie du noyau ni les mêmes composantes des fonctions d'onde décrivant les états excités. Il est donc intéressant de comparer les différentes probabilités de transition obtenues à l'aide de ces expériences. Cette comparaison est faite dans le tableau VIII où l'on a porté également les valeurs obtenues par excitation coulombienne. Il est assez surprenant que les différentes valeurs obtenues soient très compatibles, compte tenu des erreurs de l'ordre de 25% pour toutes les expériences de diffusion interprétées au moyen de calculs approchés, à l'exception de l'expérience de diffusion (α,α') ⁽⁷⁵⁾ qui a été analysée au moyen du modèle de Austern-Blair ⁽⁵⁵⁾ dont on sait qu'il sous-estime les sections efficaces. Il est indiqué dans la référence ⁽⁵⁶⁾ que ces distributions angulaires (α,α') , analysées par la DWBA, donnent des résultats compatibles avec ceux obtenus par les mesures (e,e') .

IV-4. CALCUL DES ETATS VIBRATIONNELS DES NOYAUX PAIR-PAIRS A UNE SEULE COUCHE FERMEE

IV-4.1 La force effective nucléon-nucléon. Les théories actuelles du noyau postulent que les forces à deux corps sont prépondérantes et tentent de décrire les états nucléaires à partir de l'interaction nucléon-nucléon entre les nucléons gravitant sur les orbites quantifiées du modèle des couches. Le problème consiste : i) à choisir cette interaction, ii) à définir l'espace de configuration et iii) à diagonaliser l'interaction résiduelle. Ces trois points sont intimement liés. Les difficultés numériques du troisième point imposent des limitations aux premier et deuxième points. Plus précisément, on cherchera un espace de configuration (ou base) aussi adapté que possible, de manière à effectuer le calcul sur une base limitée

et minimiser l'effet des configurations que l'on est nécessairement amené à négliger.

On peut essayer de déterminer les forces nucléaires à partir de l'interaction nucléon-nucléon libre ; on obtient ce que l'on appelle des potentiels "réalistes". On peut également faire varier les paramètres d'une force phénoménologique de manière à rendre compte au mieux des résultats expérimentaux. Aucune de ces deux méthodes n'est complètement dépourvue d'ambiguïtés. La diffusion nucléon-nucléon libre n'a pas encore permis de déterminer le potentiel nucléaire valable sur la couche d'énergie et il n'est pas évident que le potentiel nucléaire soit le même hors de cette couche d'énergie. Des recherches récentes tentent de rattacher les potentiels réalistes à ceux de la matière finie. Toutefois, les calculs avec ces potentiels réalistes qui devraient, en toute rigueur, utiliser des fonctions d'onde solutions d'un problème de Hartree-Fock sont longs et difficiles et leur application détaillée à des noyaux complexes n'a pas encore été faite. Par ailleurs, les limitations des potentiels phénoménologiques sont bien connues ; ceci est illustré par le nombre important de forces auxquelles les chercheurs ont abouti : Serber (57), Rosenfeld (58), Soper (59), Ferrel-Vissher (60), Gillet (61), Dans le présent travail traitant des propriétés dynamiques du noyau, qui sont assez peu sensibles à la forme même de l'interaction nucléon-nucléon, nous avons adopté une méthode phénoménologique évitant à la fois les difficultés d'utilisation des potentiels réalistes et les ambiguïtés de la paramétrisation. Cette méthode consiste i) pour les énergies de quasi-particules, à utiliser les énergies expérimentales des états des isotones impairs qui sont le plus fortement excités dans les réactions de transfert d'un nucléon (section II-7), ii) à remplacer les fonctions d'onde correspondantes des états des isotones impairs par les fonctions d'onde de quasi-particules extraites de façon unique par la méthode d'inversion des équations du gap (IGE) ⁽¹⁰⁾ à partir des données expérimentales (section II-8) et, iii) pour la force centrale, à adopter l'intensité singlet-paire $^{01}V(S=0, T=1)$ obtenue également de façon unique comme valeur propre du problème séculaire de la méthode IGE. La dépendance radiale de la force est représentée par une gaussienne de portée $\mu = 1,7$ fm, la même pour toutes les composantes. Les fonctions d'onde radiales sont celles d'un oscillateur harmonique dont le paramètre $\alpha = \sqrt{m\omega/\hbar} = 0,47$ est compatible avec la mesure de la valeur moyenne du carré du rayon nucléaire obtenue par diffusion d'électrons de haute énergie ⁽³¹⁾. Notons qu'avec les fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique, seul intervient le produit sans dimension $\alpha\mu = 0,8$ dans le calcul des éléments de matrice.

Les choix i) et ii) permettent de se passer des énergies inconnues de Hartree-Fock dont la détermination incertaine rend difficile l'interprétation des calculs

usuels. Le choix iii) ne détermine que la composante ^{01}V ($S=0$, $T=1$) de la force. La composante ($S=1$, $T=1$) ne joue qu'un rôle insignifiant car elle n'intervient qu'entre des états relatifs impairs et nous avons pris pour le rapport $^{11}V/^{01}V$ la valeur $-0,4$. Une grande variation de ce rapport ne change pas les résultats de manière appréciable ⁽³¹⁾.

L'introduction des corrélations neutron-proton ajoute deux paramètres supplémentaires à la force : les intensités triplet-paire ^{10}V ($S=1$, $T=0$) et singlet-impair ^{00}V ($S=0$, $T=0$). Seule la composante ^{10}V , agissant entre des états relatifs pairs, joue un rôle important et son rapport à l'amplitude singlet-paire ^{01}V donnée par la méthode IGE a été choisie égale à $1,25$ pour tous les noyaux considérés. Le rôle de ce paramètre est étudié dans la section IV-6. La composante ^{00}V de la force, agissant également entre des états relatifs impairs, joue un rôle mineur et son rapport à la composante ^{01}V a été pris égal à $1,0$.

IV-4.2 L'espace de configuration. Dans le présent calcul, l'espace de configuration est constitué par :

a) Les configurations à deux quasi-particules de protons construites sur les états de particule indépendante dans la couche majeure $n = 4$: $2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$, $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$, $1h_{11/2}$ (couches au-dessus de $Z = 50$) et sur les états dans la couche majeure $n = 3$: $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$, $1g_{9/2}$ (couches au-dessous de $Z = 50$).

b) Les excitations particule-trou de neutron construites avec les états de particule indépendante de la couche majeure $n = 4$ supposée entièrement vide et ceux de la couche majeure $n = 3$ supposée complètement fermée.

L'introduction des excitations particule-trou des neutrons du coeur $n = 50$ constitue un premier pas vers le traitement de la polarisation du coeur ⁽¹⁾. Lorsque les effets du coeur sont inclus, il est important de traiter sur un même plan les protons et les neutrons occupant des orbites équivalentes, ceci afin de conserver la symétrie d'isospin. En outre, les effets de ces configurations supplémentaires ne peuvent pas se traiter en perturbation car certains des états les plus bas sont constitués de façon prépondérante par ces configurations.

IV-4.3 Diagonalisation de l'hamiltonien résiduel. Ayant choisi l'interaction nucléon-nucléon et l'espace de configuration, il reste à écrire et à diagonaliser l'hamiltonien résiduel correspondant à un état J^π déterminé. Comme dans la section II-8, on décompose l'hamiltonien total en $H = H_0 + v$. Les états propres du noyau peuvent être développés sur la base définie plus haut,

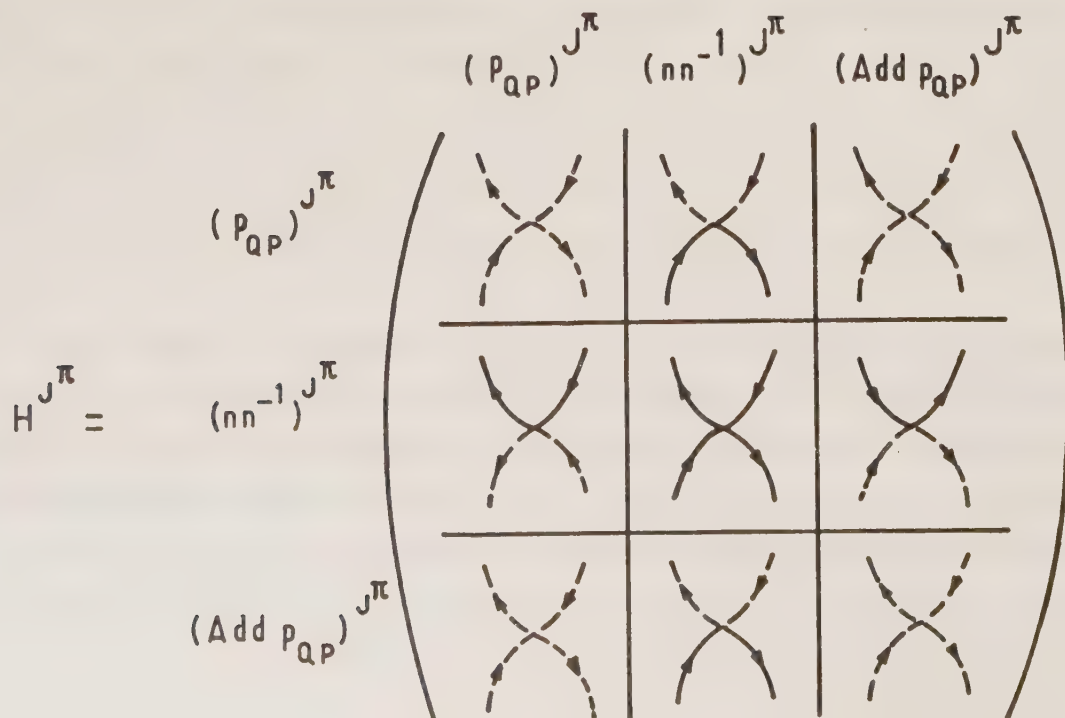
$$|\psi^n\rangle = \sum_i X_i^n |\phi_i\rangle, \quad (IV.1)$$

où les fonctions propres $|\phi_i\rangle$ de H_0 représentent soit des états particule-trou du coeur, soit des états à deux quasi-particules de la couche ouverte de protons. En portant (IV.1) dans l'équation de Schrödinger, on obtient les coefficients X_i^n du développement comme solution du problème séculaire

$$\sum_k (e_i \delta_{ik} + \langle \phi_i | v | \phi_k \rangle) X_k^n = E^n X_i^n. \quad (IV.2)$$

L'ensemble $|\phi_i\rangle$ des configurations engendrées par H_0 est infini et la solution pratique de ce problème conduit nécessairement à des approximations. Les deux approximations que nous allons utiliser sont : l'approximation de Tamm-Dancoff (TDA) et l'approximation des phases aléatoires (RPA). Avant de décrire ces approximations, donnons schématiquement la structure de l'hamiltonien résiduel pour un état J^π . L'espace utilisé est constitué par : i) l'espace $(p_{QP})^{J^\pi}$ à deux quasi-particules de protons construites sur les orbites de la couche majeure ouverte, ii) l'espace des configurations particule-trou de neutron $(nn^{-1})^{J^\pi}$ construites sur les orbites de la couche majeure correspondant à la couche majeure ouverte de protons et des deux couches majeures adjacentes et, pour conserver la symétrie d'isospin, iii) l'espace des configurations additionnelles $(Add\ p_{QP})^{J^\pi}$ de protons non utilisées en (i) et correspondant à l'espace des configurations de neutrons.

L'hamiltonien résiduel est représenté dans le diagramme cidessous où les états particule-trou sont indiqués en traits pleins et les états de quasi-particule en traits pointillés.



IV-4.4 L'approximation de Tamm-Dancoff. Dans l'approximation de Tamm-Dancoff (TDA), les états excités sont décrits par une paire particule-trou construite sur l'état de référence. Sur l'état de référence $|\text{BCS}\rangle$ les excitations du type 1p-1t sont des cas particuliers d'excitations à deux quasi-particules. Une configuration composée de deux quasi-particules α et β couplées à JM s'écrit ⁽⁶³⁾ :

$$|\phi_{\alpha\beta}^{\text{JM}}\rangle = \sum_{m_{\alpha} m_{\beta}} \langle j_{\alpha} j_{\beta} m_{\alpha} m_{\beta} | \text{JM} \rangle \xi_{\alpha}^{+} \xi_{\beta}^{+} |\text{BCS}\rangle, \quad (\text{IV.3})$$

et le problème séculaire devient :

$$\sum_{\gamma\delta} \{ (E_{\alpha} + E_{\beta}) \delta_{\alpha\gamma} \delta_{\beta\delta} + \langle \phi_{\alpha\beta}^{\text{JM}} | v | \phi_{\gamma\delta}^{\text{JM}} \rangle \} X_{\gamma\delta}^{\text{n,J}} = E^{\text{n,J}} X_{\alpha\beta}^{\text{n,J}}, \quad (\text{IV.4})$$

où $E_{\alpha} + E_{\beta}$ est l'énergie de la configuration à deux quasi-particules, $E^{\text{n,J}}$ les valeurs propres et $X_{\alpha\beta}^{\text{n,J}}$ les amplitudes de la fonction d'onde $|\psi^{\text{n}}\rangle$ correspondante (IV.1) L'élément de matrice de l'interaction résiduelle antisymétrisé s'écrit :

$$\begin{aligned} \langle \phi_{\alpha\beta}^{\text{JM}} | v | \phi_{\gamma\delta}^{\text{JM}} \rangle &= (1 + \delta_{\alpha\beta})^{-1/2} (1 + \delta_{\gamma\delta})^{-1/2} \{ - \langle (\alpha\beta) \text{JM} | V | (\gamma\delta) \text{JM} \rangle (u_{\alpha} v_{\beta} u_{\gamma} v_{\delta} + v_{\alpha} u_{\beta} v_{\gamma} u_{\delta}) \\ &\quad - (-1)^{J+j_{\alpha}-j_{\beta}} \langle (\alpha\beta) \text{JM} | V | (\delta\gamma) \text{JM} \rangle (u_{\alpha} v_{\beta} v_{\gamma} u_{\delta} + v_{\alpha} u_{\beta} u_{\gamma} v_{\delta}) \\ &\quad + \langle (\alpha\beta) \text{JM} | V | (\gamma\delta) \text{JM} \rangle (u_{\alpha} u_{\beta} u_{\gamma} u_{\delta} + v_{\alpha} v_{\beta} v_{\gamma} v_{\delta}) \}. \end{aligned} \quad (\text{IV.5})$$

A la limite particule-trou les couplages ont la signification suivante :

$$\begin{aligned} \langle (\text{Aa}) \text{JM} | V | (\text{Bb}) \text{JM} \rangle &= \langle \overbrace{\text{Ab} | V | \text{aB}}^{\text{JM}} \rangle \\ &= \sum_m (-1)^{j_a + j_b - m_a - m_b} \langle j_B j_b m_B m_b | \text{JM} \rangle \langle j_A j_a m_A m_a | \text{JM} \rangle \\ &\quad \times \langle A m_A, b - m_b | V | a - m_a, B m_B \rangle \end{aligned} \quad (\text{IV.6})$$

avec :

$$\langle A m_A, b - m_b | V | a - m_a, B m_B \rangle = \iint dx_1 dx_2 \phi_A(x_1) \phi_B(x_2) V(x_1, x_2) \quad (\text{IV.7})$$

$$\{ \phi_a(x_1) \phi_B(x_2) - \phi_a(x_2) \phi_B(x_1) \}$$

où les ϕ_x sont les fonctions propres de particule indépendante d'énergie ϵ_x dans le

champ de Hartree-Fock et, d'une manière analogue :

$$\langle (Aa)_{JM} | V | (Bb)_{JM} \rangle = \langle \overline{Aa} | V | \overline{Bb} \rangle . \quad (IV.8)$$

IV-4.5 L'approximation des phases aléatoires ou RPA. Dans l'approximation de Tamm-Dancoff, l'état excité était obtenu en créant une paire particule-trou sur l'état de Hartree-Fock. Dans la RPA on suppose que l'état excité diffère de l'état de référence soit par une paire en plus, comme dans l'approximation de Tamm-Dancoff, soit par une paire en moins ⁽⁶³⁾. L'état excité $|n\rangle$ d'énergie E^n est obtenu à partir du fondamental $|f\rangle$:

$$|n_{JM}\rangle = Q_{nJM}^+ |f\rangle \quad (IV.9)$$

où l'opérateur Q_{nJM}^+ est défini par :

$$Q_{nJM}^+ = \sum_{Aa} \{ X_{Aa}^n \Omega_{JM}^+(Aa) - Y_{Aa}^n \Omega_{JM}(Aa) \} . \quad (IV.10)$$

X^n et Y^n sont des amplitudes à déterminer et $\Omega_{JM}^+(Aa)$ et $\Omega_{JM}(Aa)$ sont respectivement les opérateurs de création et d'annihilation d'une paire :

$$\Omega_{JM}^+(Aa) = \sum_m (-1)^{j_a - m_a} \langle j_A j_a m_A m_a | JM \rangle \eta_{j_A m_A}^+ \eta_{j_a - m_a} . \quad (IV.11)$$

Les relations de commutation des opérateurs Ω sont les suivantes :

$$\begin{aligned} [\Omega_{JM}(Aa), \Omega_{J'M'}(Bb)]_- &= 0 \\ [\Omega_{JM}^+(Aa), \Omega_{J'M'}^+(Bb)]_- &= 0 \\ [\Omega_{JM}(Aa), \Omega_{J'M'}^+(Bb)]_- &= 0 \quad \text{si } Aa \neq Bb \\ [\Omega_{JM}(Aa), \Omega_{J'M'}^+(Aa)]_- &= \delta_{JJ'} \delta_{MM'} (1 - N_A - N_a) \end{aligned} \quad (IV.12)$$

L'approximation des quasi-bosons consiste à négliger les probabilités d'occupation (N_A, N_a) des états (A, a) dans l'état de référence $|f\rangle$ ce qui est valable lorsque le nombre d'états particule-trou disponibles est grand devant le nombre de paires

particule-trou excitées dans l'état fondamental. Dans cette hypothèse, on peut ré-
crire l'hamiltonien nucléaire au moyen des opérateurs Ω sous la forme :

$$\begin{aligned} H = \sum_{Aa} (\epsilon_A - \epsilon_a) \Omega^+(Aa) \Omega(Aa) + \frac{1}{2} \sum_{AaBb} \langle Ab | V | aB \rangle : \{ \Omega^+(Aa) \Omega(Bb) + \\ + \Omega(Aa) \Omega^+(Bb) \} : + \frac{1}{4} \sum_{AaBb} \langle ab | V | AB \rangle : \{ \Omega^+(Aa) \Omega^+(Bb) + \Omega(Aa) \Omega(Bb) \} : \end{aligned} \quad (IV.13)$$

Puisque l'état fondamental $|f\rangle$ est orthogonal à tous les états excités

$$Q_{nJM} |f\rangle = 0 \quad \text{quel que soit } (nJM). \quad (IV.14)$$

Cette condition entraîne que l'état $|f\rangle$ ne contient que des configurations à nombre pair de paires particule-trou et les états excités un nombre impair de paires particule-trou.

Soit E^n l'énergie de l'état $|n\rangle$ mesurée à partir de $E^f = 0$, les équations du mouvement donnent :

$$[H, Q_n^+] |f\rangle = E^n Q_n^+ |f\rangle. \quad (IV.15)$$

c'est-à-dire, en tenant compte des relations de commutation des bosons admises pour les opérateurs Ω ,

$$\begin{aligned} E^n Q_n^+ = \sum_{AaBb} \{ ((\epsilon_A - \epsilon_a) \delta_{AB} \delta_{ab} + \langle Ab | V | aB \rangle) (X_{Bb}^n \Omega^+(Aa) - Y_{Bb}^n \Omega(Aa)) \\ + \langle AB | V | ab \rangle (X_{Bb}^n \Omega(Aa) - Y_{Bb}^n \Omega^+(Aa)) \} \end{aligned} \quad (IV.16)$$

On obtient un système d'équations couplées pour déterminer les amplitudes X^n et Y^n en prenant successivement le commutateur des deux membres de l'équation (IV.16) avec $\Omega(Aa)$ et $\Omega^+(Aa)$.

$$\begin{aligned} (\epsilon_A - \epsilon_a) X_{Aa}^n + \sum_{Bb} \langle Ab | V | aB \rangle X_{Bb}^n - \sum_{Bb} \langle AB | V | ab \rangle Y_{Bb}^n = E^n X_{Aa}^n \\ (\epsilon_A - \epsilon_a) Y_{Aa}^n + \sum_{Bb} \langle Ab | V | aB \rangle Y_{Bb}^n - \sum_{Bb} \langle AB | V | ab \rangle X_{Bb}^n = -E^n Y_{Aa}^n \end{aligned} \quad (IV.17)$$

Ce sont les équations du problème séculaire de la RPA que l'on met habituellement sous la forme matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix} A & B \\ -B & -A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X^n \\ Y^n \end{pmatrix} = E^n \begin{pmatrix} X^n \\ Y^n \end{pmatrix}, \quad (\text{IV.18})$$

où :

$$\langle\langle (Aa)JM | A | (Bb)JM \rangle\rangle = (\epsilon_A - \epsilon_a) \delta_{AB} \delta_{ab} + \langle\langle (Aa)JM | V | (Bb)JM \rangle\rangle \quad (\text{IV.19})$$

$$\langle\langle (Aa)JM | B | (bB)JM \rangle\rangle = \langle\langle AB | V | ab \rangle\rangle, \quad (\text{IV.20})$$

où les doubles crochets des seconds membres ont été définis précédemment. Le passage à l'image des quasi-particules n'offre pas de difficultés particulières sinon une formulation très encombrante (voir la référence ⁽⁶³⁾).

IV-4.6 Calcul des niveaux d'énergie et des taux de transition. Pour un état (JM) donné, la diagonalisation du système précédent permet d'obtenir les énergies propres $E^{n,JM}$ et les amplitudes $X^{n,JM}$ et $Y^{n,JM}$ de la fonction propre correspondante. Enfin l'opérateur Q_n^+ crée l'état excité $|n\rangle$ à partir du fondamental $|f\rangle$ par $|nJM\rangle = Q_{nJM}^+ |f\rangle$. Le taux de transition électromagnétique T s'exprime en fonction de la probabilité de transition réduite $B(E\lambda)$

$$T = \frac{8\pi(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{E}{\hbar c} \right)^{2\lambda+1} B(E\lambda, f \rightarrow n) \quad (\text{IV.21})$$

où

$$B(E\lambda, f \rightarrow n) = | \langle nJM | t_\lambda | f \rangle |^2 \quad (\text{IV.22})$$

et

$$t_\lambda = \sum_{Aa} \langle A | \sum_i \frac{1}{2} (1 - \tau_i) r_i^\lambda Y_\lambda(\hat{r}_i) | a \rangle \eta_A^+ \eta_a, \quad (\text{IV.23})$$

soit

$$B(E\lambda, f \rightarrow n) \propto \left| \sum_{Aa} \{ \langle A | t_\lambda | a \rangle X_{Aa} + \langle a | t_\lambda | A \rangle Y_{Aa} \} \right|^2. \quad (\text{IV.24})$$

Si l'opérateur t représente l'absorption d'un photon par exemple, le premier terme du membre de droite correspond à la création d'une paire particule-trou, tandis que le second terme correspond à l'annihilation d'une paire particule-trou. Ce dernier processus n'est évidemment possible que par la présence des corrélations dans l'état fondamental introduites par la RPA.

IV-5. APPLICATION AUX ISOTONES $N = 50$

Les résultats des diagonalisations des hamiltoniens résiduels relatifs aux différents états J^π sont présentés dans le tableau IX, à la fois pour l'approximation de Tamm-Dancoff (TDA) et pour l'approximation des phases aléatoires (RPA). L'espace de configuration est soit limité aux excitations à deux quasi-particules de protons des couches au-dessous de $Z = 50$ (2 QP), soit étendu aux excitations particule-trou du coeur et aux excitations à deux quasi-particules de protons associées aux couches situées au-dessus de $Z = 50$ (2 QP + coeur). Ce sont des configurations correspondant à une énergie d'excitation inférieure ou égale à $1 \hbar\omega$. Aucune "charge effective" n'a été utilisée pour le calcul des taux de transition EM. Les énergies et les taux de transition électromagnétiques $B(E\lambda)$ sont calculés et comparés aux valeurs expérimentales existantes. Les énergies, qui sont insensibles à de nombreux effets, ne constituent pas un test probant du modèle et nous n'avons pas essayé d'ajuster leurs valeurs à l'expérience avec les quelques paramètres à notre disposition, essentiellement la partie $T = 0$ de la force. Au contraire, les taux de transition sont extrêmement sensibles à l'introduction des excitations du coeur et des corrélations dans le fondamental. En effet, bien que les corrélations dans l'état fondamental ne jouent qu'un rôle mineur lorsqu'elles sont limitées à l'espace à deux quasi-particules, elles deviennent très importantes lorsque l'espace est étendu, ceci par l'effet de cohérence des états particule-trou (*). Cette extension de l'espace de configuration augmente beaucoup plus la collectivité des états dans la RPA que dans la TDA.

IV-5.1 Les états de parité impaire. L'état spurieux dipolaire qui n'a pas été représenté sur le tableau IX est voisin de l'énergie zéro, variant entre 0,1 MeV dans ^{86}Kr à la valeur imaginaire $4i$ MeV pour ^{94}Tc . L'énergie des états octupolaires est très sensible à la polarisation particule-trou du coeur, comme on peut le constater, dans le tableau IX, d'après les grands déplacements d'énergie obtenus. Ces déplacements sont encore plus importants qu'il n'apparaît dans le tableau puisque les intensités de la force IGE diminuent d'environ 20% lorsqu'on introduit les couches

* V. GILLET, Cours INSTN-Saclay, p. 117 (1964) non publié.

au-dessus de $Z = 50$. L'introduction des états du coeur augmente très fortement les taux de transition (d'un facteur 3 environ). En outre, la RPA, dont l'effet se fait plus particulièrement sentir dans l'espace des configurations particule-trou du coeur, accroît à elle seule les taux de transition d'un facteur 2. Aussi, la différence d'un facteur 2 restant entre la théorie et l'expérience n'est-elle plus très grave et pourrait probablement être éliminée en augmentant le nombre des configurations profondes sous les couches fermées à 28 et en ajustant les paramètres disponibles.

L'effet de l'extension de l'espace sur les taux de transition EM et sur les transitions $\Delta T = 0$ est commenté sur la figure 22 dans le cas de l'état octupolaire. L'opérateur électromagnétique a un élément de matrice de transition à peu près égal vers un état constitué simplement par les configurations à 2 QP des couches au-dessous de $Z = 50$ (2 QP) que vers un état constitué uniquement par les excitations de neutron et de proton au-dessus des couches fermées à 50. En revanche, l'opérateur $\Delta T = 0$ reçoit des contributions beaucoup plus importantes dans ce dernier cas, où les protons et les neutrons contribuent de façon cohérente à la transition. Dans chacun des cas, les excitations des couches fermées à $N = 50$ augmentent considérablement les transitions vers le premier état octupolaire.

IV-5.2 Les états de parité paire. La situation est totalement différente pour les états de parité positive. Les excitations du type particule-trou ne donnent aucun état vibrationnel de parité positive à faible énergie d'excitation susceptible de se mélanger fortement aux excitations à deux quasi-particules de la région d'énergie voisine. Par conséquent l'introduction de ces excitations ne modifie pas beaucoup les énergies et les taux de transition obtenus uniquement avec les quasi-particules de protons des couches au-dessous de $Z = 50$. D'autre part, les résultats de la RPA ne sont pas très différents de ceux de la TDA puisque les états vibrationnels sont construits principalement sur des configurations à deux quasi-particules. En conséquence, quoique l'accord avec les énergies expérimentales soit acceptable pour un traitement pratiquement sans paramètre, les taux de transition sont trop faibles d'un facteur allant jusqu'à 4.

L'examen détaillé des fonctions d'onde montre également la nature différente des contributions du coeur de neutron pour les états de parité paire et impaire et peut aider à interpréter la structure observée dans les expériences de transfert d'un nucléon sur une cible dont le fondamental peut être décrit par un trou, par exemple $^{87}\text{Sr}(d,p)^{88}\text{Sr}$ (64). Ces spectres observés ne montrent aucune excitation particule-trou importante au-dessous d'environ 4,5 MeV. Bien que le premier état

3^- apparaisse à une énergie beaucoup plus basse et qu'il ait de fortes composantes du coeur, ces composantes sont largement distribuées, ne laissant qu'une faible composante des configurations particule-trou où le trou est celui de la cible dans son état fondamental. Par contre, on obtient, aux environs de 4,5 MeV, des états de parité paire (2^+ et 4^+) constitués par des configurations particule-trou presque pures avec un trou correspondant à l'état fondamental de la cible. Cette pureté résulte du faible mélange mentionné précédemment dans le cas des états de parité paire entre les excitations du coeur et celles de la couche incomplète.

En conclusion, si le mélange des états à deux quasi-particules et des états particule-trou du coeur semble suffisant pour décrire l'état octupolaire, il apparaît nettement insuffisant pour la description des états de parité paire.

IV-6. CALCUL MICROSCOPIQUE DE LA DIFFUSION INELASTIQUE SUR LES ETATS COLLECTIFS DE ^{88}Sr

Le modèle collectif et la DWBA ont été des outils commodes et sûrs pour extraire les informations les plus évidentes des distributions angulaires de diffusion inélastique. D'autres progrès dans cette voie pourraient être réalisés ; i) en améliorant les fonctions d'onde des voies d'entrée et de sortie, en utilisant par exemple la méthode des équations couplées, ii) en utilisant une fonction d'onde microscopique et une interaction plus élaborée pour décrire la transition vers l'état final du noyau, et iii) en améliorant la validité de l'élément de matrice de transition par antisymétrisation.

Seuls les deux derniers points seront traités dans les calculs qui suivent. En outre, comme dans l'état actuel de la théorie, la correspondance entre les niveaux observés et calculés n'est pas sans ambiguïté, les calculs microscopiques ne seront effectués que pour les états bien identifiés.

IV-6.1 Calcul de l'amplitude de diffusion dans la DWBA antisymétrisée. Dans l'approximation de Born avec ondes déformées (DWBA), l'amplitude de diffusion d'un état 0^+ à un état excité J^π est ⁽¹²⁾ :

$$T = \langle \chi_{f\sigma_f} N_{JM,\pi} | V | \chi_{i\sigma_i} N_o \rangle \quad (\text{IV.25})$$

Si l'on ne tient pas compte de l'antisymétrisation de la particule diffusée, on a d'une part : $|\chi N\rangle = |\chi\rangle |N\rangle$, c'est-à-dire un produit de la fonction d'onde optique $|\chi\rangle$ avec la fonction d'onde du noyau $|N\rangle$ et, d'autre part, l'interaction V produisant la transition est la somme des interactions entre le projectile et chacun

des nucléons de la cible. Dans le présent calcul, nous avons utilisé une fonction d'onde antisymétrisée de la forme $A|\chi\rangle|N\rangle$ (voir l'appendice C). Cette amélioration se révélera très importante pour la normalisation de la distribution angulaire des sections efficaces.

Le calcul de la fonction d'onde optique $|\chi\rangle$ est un problème bien connu, maintes fois décrit (voir par exemple la référence 48), qui ne sera donc pas repris ici. Les paramètres optiques utilisés pour calculer ces fonctions d'onde sont donnés dans le tableau II. Le calcul des fonctions d'onde nucléaires $|N\rangle$ a été vu dans le paragraphe précédent.

a) L'antisymétrisation. Avec les fonctions d'onde mentionnées précédemment, la contribution directe à l'amplitude de diffusion est donnée par (voir l'appendice C)

$$T = \sum_{jj'} \left\{ \tilde{X}_{jj'}^J, \langle \chi_f j' | v | \chi_i j \rangle + \tilde{Y}_{jj'}^J, \langle \chi_f j | v | \chi_i j' \rangle \right\}. \quad (\text{IV.26})$$

Dans le processus d'antisymétrisation, la contribution principale est fournie par les termes décrivant l'échange entre le projectile et les particules excitées. Ceci a été inclus dans le calcul sous la forme suivante :

$$T_A = \sum_{jj'} \left\{ \tilde{X}_{jj'}^J, \langle \chi_f j' | v (| \chi_i j \rangle - | j \chi_i \rangle) + \tilde{Y}_{jj'}^J, \langle \chi_f j | v (| \chi_i j' \rangle - | j' \chi_i \rangle) \right\} \quad (\text{IV.27})$$

La contribution due à l'échange est très importante et doit être incluse parce que la somme sur j et j' , qui est cohérente pour le terme direct, l'est également pour le terme d'échange ⁽¹²⁾. D'ailleurs, les sections efficaces sont augmentées d'un facteur 2 à 3, ce qui invalide l'argument habituel d'incohérence utilisé pour justifier l'abandon du terme d'échange.

b) La force nucléon-nucléon entre les particules libres et les particules liées. Dans l'amplitude DWBA la force nucléon-nucléon s'écrit commodément de la manière suivante :

$$v_{12} = -V_0 f(r_{12}) \{a + b \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + c \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 + d \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2\} + \frac{e^2}{r_{12}} \frac{(1-\tau_{1z})(1-\tau_{2z})}{4}, \quad (\text{IV.28})$$

où l'extension radiale $f(r_{12})$ est du type Yukawa. La force de Serber ($V_0 = 40$ MeV, $a = 0,375$, $b = c = d = -0,125$) a été choisie parce qu'elle est très proche de la force qui rend compte de la diffusion nucléon-nucléon libre. En outre, sa validité pour la diffusion des protons dans le cadre de la DWBA antisymétrisée a été éprouvée ⁽⁶⁵⁾ sur des états excités de ^{40}Ca dont on sait qu'ils sont bien décrits par la RPA. L'utilisation d'une interaction nucléon-nucléon libre est assez raisonnable car le grand nombre de configurations pris en compte nous autorise à négliger l'effet de troncature dans le problème de diffusion lorsque la description de la cible par les quasi-particules est valable.

c) La force effective nucléon-nucléon entre les états liés. Les fonctions d'onde microscopiques utilisées ont été obtenues au moyen d'une force effective tenant compte des effets d'ordre supérieur dont ne tient pas compte la méthode RPA dans l'espace des quasi-particules. Deux des paramètres de la force n'ont pas été déterminés par la méthode BCS(IGE) : ce sont les composantes triplet-paire $^{10}\text{V}(S = 1, T = 0)$ et singlet-impair $^{00}\text{V}(S = 0, T = 0)$. Les résultats ne sont pas très sensibles à de larges variations du paramètre ^{00}V qui a donc été maintenu à une valeur moyenne usuelle 1,0. Pour le paramètre ^{10}V on a utilisé deux valeurs différentes 1,25 et 1,50. Avec la première de ces valeurs, les énergies des états liés des premiers niveaux sont presque correctement reproduites. Avec la seconde valeur, les énergies calculées ne sont pas aussi bonnes mais les taux de transition et les sections efficaces (p,p') sont augmentées. Dans le cas du premier état 3^- à 2,74 MeV, qui est le plus sensible aux variations de la force, les résultats sont les suivants :

Force	^{10}V	E_{3^-}	$B(E3)_{\text{exp}}/B(E3)_{\text{cal}}$	$\sigma_{\text{exp}}(\text{pp}')/\sigma_{\text{cal}}(\text{pp}')$
V_I	1.25	2.5	2	2.7
V_{II}	1.50	2.0	1.5	1.8

Par la suite on ne donnera que les résultats obtenus avec la force V_{II} , c'est-à-dire $^{10}\text{V} = 1,5$. Une augmentation de la valeur de ^{10}V au-delà de 1,5 serait irréalisable.

d) Les orbitales du modèle des couches. Nous avons utilisé les fonctions d'onde

de l'oscillateur harmonique pour décrire les états du modèle des couches. Un essai avec des fonctions d'onde de Woods-Saxon n'a pas montré de différence significative, probablement parce que la somme sur les configurations (j, j') avec les amplitudes X et Y est alors moins cohérente puisque le calcul RPA qui a fourni les X et Y a été fait avec des fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique. Ce manque de cohérence détruit pratiquement l'avantage apporté par l'amélioration de la queue de la fonction d'onde de Woods-Saxon. De toute manière, cette amélioration est faible du fait de l'utilisation d'une force de portée finie. Quelles sont les raisons de l'utilisation de deux forces nucléon-nucléon différentes : l'une pour les états liés, l'autre pour les états de diffusion ? Tout d'abord, bien entendu, nous voulions éprouver les fonctions d'onde liées calculées dans le cadre des méthodes BCS(IGE) + RPA. La force effective utilisée était obtenue par la méthode BCS(IGE) et la variation des deux seuls paramètres libres ^{00}V et ^{10}V ne pouvait pas modifier profondément nos conclusions. Cette force effective compense en principe les approximations inhérentes à la RPA et la limitation du calcul à l'espace de configuration à deux quasi-particules. Pour les états très collectifs, on sait que la RPA est une très bonne approximation mais la limitation de l'espace de configuration peut avoir une grande importance. Si l'espace de configuration était complet, il serait permis d'utiliser la force nucléon-nucléon libre ou sa très bonne approximation : la force de Serber. Nous avons de bonnes raisons ⁽⁶⁵⁾ de penser que le mécanisme de la réaction est bien décrit par la DWBA antisymétrisée. Par suite, notre calcul devrait vérifier essentiellement dans quelle mesure l'espace de configuration utilisé est complet. Il convient de remarquer que cette épreuve n'est pas aussi parfaite qu'elle pourrait l'être parce que la force effective tient compte, en partie, de la limitation de l'espace de configuration.

IV-6.2 Discussion des résultats et comparaison des modèles microscopiques et collectifs.

a) Le premier état 2^+ à 1,83 MeV d'énergie d'excitation.

i) *Modèles collectifs.* Le calcul DWBA utilisant un facteur de forme à couplage complexe donne une distribution angulaire très proche de la distribution expérimentale (voir figure 23). Le calcul par équations couplées ⁽⁵⁴⁾ utilisant le couplage des états $0^+ - 2^+ - 3^-$ et un paramètre de déformation $\beta_2 = 0,1$ au lieu de 0,11 pour le calcul DWBA n'améliore pratiquement pas l'accord obtenu précédemment.

ii) *Modèle microscopique.* Cet état expérimental a été identifié à l'état 2^+ à 1,95 MeV du calcul RPA décrit au chapitre précédent. Les sections efficaces calculées avec cette fonction d'onde microscopique sont trop faibles d'un facteur 8,5 ; ce chiffre s'élève à 25 si l'on néglige les phénomènes d'échange. La forme de la dis-

tribution angulaire ainsi calculée n'est pas aussi proche de l'expérience que celle des modèles collectifs (fig. 23), ce qui limite considérablement l'utilité des calculs microscopiques pour l'identification des moments orbitaux transférés. Les calculs au moyen des potentiels V_I ou V_{II} ne présentent pas de différence significative.

b) Le second état 2^+ à 3,236 MeV d'énergie d'excitation. Dans le cas du calcul avec le modèle collectif, l'accord avec l'expérience est très mauvais avec un déphasage d'environ 5 degrés vers les grands angles. Dans le calcul microscopique, cet état a été identifié au second état 2^+ obtenu à 2,83 MeV dans le calcul RPA et la distribution angulaire est encore décalée de 5 à 10 degrés vers les petits angles. Comme dans le cas du premier état 2^+ , l'antisymétrisation de l'amplitude de diffusion augmente d'un facteur 3 les sections efficaces dont l'écart avec l'expérience se réduit de 10 à 3.

c) Le premier état 3^- à 2,74 MeV d'énergie d'excitation.

i) *Modèles collectifs.* Les calculs par la DWBA et par les équations couplées rendent très bien compte du premier maximum de la courbe expérimentale avec $\beta_3 = 0,17$ et 0,15 respectivement (fig. 24).

ii) *Modèle microscopique.* La forme de la distribution angulaire est assez bien rendue et l'intensité calculée n'est trop faible que d'un facteur 1,8 (4 si l'on ne tient pas compte de l'échange). Ceci est à considérer en tenant compte du fait que les taux de transition E.M. calculés par la RPA sont également trop petits d'un facteur 1,5.

IV-6.3 Renormalisation des amplitudes spectroscopiques. En supposant que l'on puisse, à une bonne approximation, séparer les contributions des protons et des neutrons dans le noyau, l'utilisation des résultats de la diffusion (e, e') ⁽⁵⁶⁾ permet d'évaluer les contributions relatives de chaque type de nucléon dans la diffusion (p, p') . Pour cela, dans la somme sur les configurations (i, j) de l'amplitude de diffusion antisymétrisée, nous séparons les contributions relatives des protons et des neutrons

$$T_A = T_A^{(p)} + T_A^{(n)}. \quad (IV.29)$$

Puisque les valeurs calculées sont trop faibles tant pour la diffusion d'électrons que pour la diffusion de protons, on peut compenser la différence en renormalisant les amplitudes spectroscopiques $\tilde{X}$ et $\tilde{Y}$ du calcul BCS(IGE) + RPA. Ainsi, en prenant les paramètres λ_p pour toutes les configurations de protons et λ_n pour les confi-

gurations de neutrons, l'amplitude de diffusion devient :

$$T_A = \lambda_p T_A^{(p)} + \lambda_n T_A^{(n)}. \quad (\text{IV.30})$$

Le taux de transition électromagnétique pour un état J

$$B(EJ) \sim \tau^2 \quad \text{où} \quad \tau = \sum_{i,j(\text{proton})} \{ \tilde{X}_{ji}^J \langle i | r^J | j \rangle + \tilde{Y}_{ji}^J \langle j | r^J | i \rangle \} \quad (\text{IV.31})$$

est donc multiplié par λ_p^2 . Par suite, la valeur de λ_p peut être déterminée en comparant les taux de transition électromagnétiques expérimentaux et calculés. Si on admet que cette valeur est caractéristique du noyau et non du mécanisme d'excitation, on peut la reporter dans l'amplitude de diffusion des protons et le paramètre λ_n pourra être obtenu simplement en ajustant les sections efficaces calculées aux sections efficaces expérimentales.

Les approximations sous-jacentes peuvent être explicitées simplement de la manière suivante. L'amplitude de diffusion T_A peut être considérée comme un vecteur $\vec{T}_A(\theta)$ de composantes $T_{A\mu}(\theta)$ où μ représente les indices σ_i , σ_f et M (nombres quantiques magnétiques des particules incidente et sortante, et du noyau excité). La section efficace de diffusion de protons est :

$$\sigma(\theta) = \vec{T}_A^*(\theta) \cdot \vec{T}_A(\theta) = ||\vec{T}_A(\theta)||^2 \quad (\text{IV.32})$$

où $||\vec{T}_A(\theta)||$ désigne le module de $\vec{T}_A(\theta)$.

Pour simplifier les notations, nous omettrons la dépendance en θ . Par définition

$$\vec{T}_A = \vec{T}_A^{(p)} + \vec{T}_A^{(n)} \quad (\text{IV.33})$$

et la section efficace

$$\sigma = ||\vec{T}_A^{(p)}||^2 + ||\vec{T}_A^{(n)}||^2 + 2 ||\vec{T}_A^{(p)}|| ||\vec{T}_A^{(n)}|| \cos \alpha \quad (\text{IV.34})$$

où :

$$\cos \alpha = \operatorname{Re} \frac{\vec{T}_A^{(p)*} \cdot \vec{T}_A^{(n)}}{||\vec{T}_A^{(p)}|| ||\vec{T}_A^{(n)}||} .$$

Les hypothèses utilisées sont donc les suivantes :

i) l'interférence des vecteurs $\vec{T}_A^{(n)}$ et $\vec{T}_A^{(p)}$ n'est pas perturbée par les constantes multiplicatives λ ; en d'autres termes, l'interférence "vraie" α_v (calculée avec les λ) est égale à l'interférence α_c calculée initialement.

ii) le rapport $\lambda_p = ||T_{Av}^{(p)}|| / ||T_{Ac}^{(p)}||$ est fixé par les mesures de diffusion d'électrons.

iii) le paramètre $\lambda_n = ||T_{Av}^{(n)}|| / ||T_{Ac}^{(n)}||$ est solution de l'équation du second degré

$$\lambda_p^2 ||\vec{T}_{Ac}^{(p)}||^2 + \lambda_n^2 ||\vec{T}_{Ac}^{(n)}||^2 + 2\lambda_p \lambda_n ||\vec{T}_{Ac}^{(p)}|| ||\vec{T}_{Ac}^{(n)}|| \cos \alpha_c = \sigma_{\exp}(p, p')$$

(IV.36)

dont la solution physique est unique puisque λ_n est positif.

a) Contribution relative des protons et des neutrons. Pour comparer avec plus de précision l'importance relative des neutrons et des protons dans le noyau, nous allons calculer, outre les quantités λ_p et λ_n , les quantités suivantes : i) le rapport ρ_m des contributions aux moments multipolaires d'ordre 2^J des neutrons et des protons

$$\rho_m(n/p) = \frac{\sum_{ij(\text{neutrons})} \{ \tilde{X}_{ji}^J \langle i | r^J | j \rangle + \tilde{Y}_{ji}^J \langle j | r^J | i \rangle \}}{\sum_{ij(\text{protons})} \{ \tilde{X}_{ji}^J \langle i | r^J | j \rangle + \tilde{Y}_{ji}^J \langle j | r^J | i \rangle \}} = \frac{\langle r^J \rangle_{\text{neutrons}}}{\langle r^J \rangle_{\text{protons}}}$$

(IV.37)

et ii) le rapport correspondant ρ_p pour la diffusion des protons

$$\rho_p(n/p) = \frac{||\vec{T}_A^{(n)}||}{||\vec{T}_A^{(p)}||} .$$

(IV.38)

On remarquera que ρ_p est simplement la racine carrée du rapport des sections efficaces de diffusion calculées successivement avec $T_A^{(n)}$ et $T_A^{(p)}$ seulement

$$\rho_p(n/p) = \sqrt{\frac{\sigma^{(n)}(\theta)}{\sigma^{(p)}(\theta)}}. \quad (\text{IV.39})$$

Quoique ρ_p varie légèrement avec l'angle θ , ce rapport ne change pas s'il est pris au maximum correspondant des deux sections efficaces.

b) Discussion des résultats. Les résultats $\rho_m^c(n/p)$ et $\rho_p^c(n/p)$ calculés au moyen des fonctions d'onde de la RPA ainsi que les valeurs renormalisées

$$\rho_m^v(n/p) = \frac{\lambda_n}{\lambda_p} \rho_m^c(n/p) \text{ et } \rho_p^v(n/p) = \frac{\lambda_n}{\lambda_p} \rho_p^c(n/p) \quad (\text{IV.40})$$

sont donnés dans le tableau X.

i) *Le premier état 2^+* . Le désaccord entre la section efficace (p,p') calculée et l'expérience est plus grand que le désaccord correspondant relatif à la diffusion (e,e') , et par suite λ_n doit être plus grand que λ_p . La valeur obtenue $\lambda_n = 5,5$ est grande comparée à la valeur $\lambda_p = 2,0$, ce qui est dû surtout au défaut de cohérence ($\cos \alpha \approx 0,6$) entre les amplitudes proton et neutron. Il y a en effet une dissymétrie assez importante dans la fonction d'onde de la RPA puisque 17 configurations de protons contribuent contre deux seulement pour les neutrons. Cependant, même si l'on impose la cohérence maximale ($\cos \alpha_v = 1$) la valeur λ_n reste élevée ($\lambda_n = 3,5$).

Les formes des distributions angulaires relatives aux contributions des protons et des neutrons sont quelque peu différentes (déphasées d'environ 10 degrés), ce qui est dû surtout à la force coulombienne introduite dans l'interaction nucléon-nucléon et dont l'effet est assez important pour les états 2^+ . Toutefois, les valeurs de ρ_p calculées successivement aux premier et second maximums ont moins de 5% de différence.

ii) *Le premier état 3^-* . Le taux de transition calculé est trop faible d'un facteur 1,5 et la section efficace (p,p') également d'un facteur 1,8. Ces deux valeurs sont très peu différentes, ce qui implique $\lambda_p \approx \lambda_n$, et le calcul donne 1,3 comme valeur commune. Il convient de noter que si λ_p et λ_n sont égaux, leur valeur commune est indépendante des propriétés d'interférence des amplitudes $T_A^{(p)}$ et $T_A^{(n)}$. Les for-

mes des distributions angulaires "protons" et "neutrons" sont très semblables et, par conséquent, ρ_p est très bien défini.

Pour chacun des deux états précédents (2^+ et 3^-), $\rho_p^V(n/p)$ est supérieur à 1 (voir tableau X), ce qui signifie que la contribution des neutrons à la diffusion (p, p') est très importante. Les approximations qui ont été faites ici pourraient être utilement vérifiées en mesurant, par exemple, la section efficace $^{88}\text{Sr}(p, p')^{88}\text{Sr}^*$ à des énergies différentes. Ceci permettrait de vérifier si λ_n reste constant, comme il se doit, si le désaccord sur la normalisation ne provient que de la description de l'état lié.

CONCLUSION

L'étude de la réaction de stripping ($^3\text{He}, d$) sur les isotones pair-pairs ^{88}Sr , ^{90}Zr et ^{92}Mo nous a permis d'obtenir un nombre important d'informations tant en ce qui concerne l'identification de nouveaux états que sur la nature des états précédemment observés. En particulier, les spectres d'excitation des isotones ^{89}Y , ^{91}Nb et ^{93}Tc présentent de nombreuses similitudes. A basse énergie d'excitation, on observe deux groupes de niveaux correspondant aux orbites de la couche ouverte : les états $1/2^-$ et $9/2^+$ apparaissant plus particulièrement comme états du type "particule" et $3/2^-$ et $5/2^-$ plus faiblement excités, ce qui confirme leur identification dans ^{89}Y comme des états du type "trou". Au-delà d'un gap en énergie assez nettement visible, et au voisinage de 3,5 MeV d'énergie d'excitation, le premier état $5/2^+$ de la couche majeure suivante a été identifié ainsi que de nombreuses transitions $\ell = 2$, indiquant une forte dispersion des états de particule indépendante. Les résultats obtenus confirment assez bien l'hypothèse selon laquelle ^{88}Sr se comporte comme un coeur fermé puisque les niveaux $2p_{3/2}$ et $1f_{5/2}$ ont été très peu excités dans cette réaction.

L'étude de la réaction $^{92}\text{Mo}(d, ^3\text{He})^{91}\text{Nb}$ est proposée comme un complément nécessaire au présent travail pour une meilleure compréhension de la fonction d'onde de l'état fondamental de ^{92}Mo et des niveaux de ^{91}Nb .

L'étude théorique des états de proton montre que le modèle des quasi-particules indépendantes n'est pas une très bonne approximation pour décrire les protons de la couche ouverte, ce qui ne serait pas sans rapport avec les interactions neutron-proton observées dans l'étude des réaction ($^3\text{He}, \alpha$).

Les conclusions relatives à l'étude expérimentale de la réaction de pick-up ($^3\text{He}, \alpha$) sur les trois cibles paires précédentes sont assez semblables à celles tirées de l'étude des réactions (d, p) sur les mêmes noyaux, à savoir : i) la couche $N = 50$ semble assez bien "fermée", dans la mesure où l'on n'observe pas de transi-

tion correspondant à des orbites présumées vides et, ii) la plus grosse partie de l'intensité spectroscopique est concentrée sur un petit nombre d'états. Nous avons pu ainsi identifier les états de trou de neutron $9/2^+$, $1/2^-$, $3/2^-$ et $5/2^-$. Lorsqu'on passe de ^{87}Sr à ^{91}Mo , l'éloignement en bloc de ces trois derniers niveaux par rapport à l'état fondamental $9/2^+$ confirme l'hypothèse du modèle de "quartets" selon laquelle des agrégats du type "deux protons-deux neutrons" ayant une grande symétrie interne donneraient une énergie de liaison plus grande aux orbites correspondantes. D'autre part, l'étude des doublets observés dans la réaction $^{89}\text{Y}(^3\text{He}, \alpha)^{88}\text{Y}$ confirme, tout au moins à faible énergie d'excitation, la représentation du noyau ^{89}Y par un proton $2p_{1/2}$ faiblement couplé au coeur ^{88}Sr . D'une manière générale, la forme des sections efficaces calculées dans la DWBA est en bon accord avec l'expérience et la normalisation au moyen de facteurs spectroscopiques assez sûre pour permettre des comparaisons croisées entre différents isotones ou différentes réactions sur les mêmes isotones. En particulier, du point de vue de l'étude du mécanisme des réactions directes, il serait intéressant de compléter la comparaison des valeurs relatives des intensités spectroscopiques obtenues par cette réaction et par la réaction (p,d) strictement équivalente du point de vue spectroscopique mais pour laquelle le principe de Pauli impose des contraintes différentes.

L'étude des états collectifs des isotones $N = 50$, et de ^{88}Sr en particulier, montre que les taux de transition réduits ($B(E\lambda)$) obtenus par diffusion de nucléons sont très voisins de ceux obtenus par diffusion d'électrons. A part les quelques premiers états les plus excités, le grand nombre de niveaux observés rend assez difficile la correspondance entre niveaux expérimentaux et calculés. D'une manière générale, si la position des états peut être assez bien rendue dans un modèle à deux quasi-particules sur les orbites de la couche majeure $N = 3$, ceci est tout à fait insuffisant pour obtenir les valeurs expérimentales des taux de transition E.M. ou $\Delta T = 0$ pour lesquels le calcul est très sensible aux excitations du coeur et aux corrélations dans l'état fondamental. On observe une très nette augmentation des taux de transition calculés lorsque l'espace de configuration est étendu aux couches majeures adjacentes et en particulier aux configurations particule-trou du coeur, ce qui confirme l'effet de cohérence bien connu de ces états. Cette extension de l'espace de configuration augmente encore plus les taux de transition calculés par la RPA que ceux calculés par la TDA, et plus encore les taux de transition des états de parité impaire comme l'état octupolaire 3^- que ceux des états vibrationnels 2^+ . Mais d'une manière générale, si le mélange des états à deux quasi-particules et des états particule-trou du coeur constitue un espace suffisant pour décrire les états de parité impaire, il apparaît nettement insuffisant pour la description des états de parité paire.

Ces résultats sont confirmés par l'étude des fonctions d'onde de ces états dans l'analyse microscopique des distributions angulaires des sections efficaces de diffusion inélastique de protons sur les niveaux 2^+ et 3^- de ^{88}Sr . La fonction d'onde obtenue pour l'état octupolaire permet de représenter la grandeur des sections efficaces expérimentales beaucoup mieux que celle calculée pour l'état 2^+ . Enfin, comme dans le calcul des taux de transition, il apparaît que dans la diffusion (p,p') le rôle joué par les neutrons du coeur est loin d'être négligeable.

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé au Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, au sein du Département de Physique Nucléaire dirigé par Monsieur A. MESSIAH que je tiens à remercier vivement tant pour les moyens mis à ma disposition que pour l'intérêt qu'il a bien voulu porter à ce travail.

Je voudrais également exprimer ma reconnaissance à Monsieur E. COTTON pour m'avoir accueilli au Service de Physique Nucléaire à Basse Energie et pour m'avoir permis d'aborder ces travaux de recherche dans les meilleures conditions ; son aide et ses conseils m'ont beaucoup facilité la tâche.

Ce travail m'a été suggéré par Monsieur V. GILLET qui en a suivi attentivement les progrès jusqu'à la rédaction finale. Il m'est agréable de pouvoir lui exprimer ici ma profonde gratitude pour les critiques et les encouragements qu'il m'a prodigués au cours de ce travail.

Ma gratitude va également à Madame M. CONJEAUD qui a assumé avec sympathie la charge de ma formation et dont la compétence a été déterminante pour le bon départ de ces expériences.

Je remercie particulièrement Monsieur J. THIRION et Madame H. FARAGGI pour m'avoir permis de réaliser une partie de ces expériences au cyclotron et pour des discussions pleines d'enseignement.

Le professeur P. LEHMANN de la Faculté des Sciences d'Orsay a bien voulu patronner cette thèse, je lui en suis très reconnaissant.

Ce travail n'aurait pas été réalisé sans l'aide inappréciable et les contributions de Monsieur G. BASSANI du Service de Physique Nucléaire à Basse Energie pour l'étude des réactions de transfert et de Messieurs O. BEER, EL BEHAY, P. LOPATO, Y. TERRIEN et G. VALLOIS du Service de Physique Nucléaire à Moyenne Energie pour les mesures de diffusion inélastique à haute résolution. L'étude des différents aspects de ce travail m'a été largement facilitée au Service de Physique Théorique de Monsieur C. BLOCH. La complexité des calculs spectroscopiques m'a été patiemment

exposée par Monsieur M. RHO, l'analyse de la diffusion inélastique a largement bénéficié du travail de thèse de Monsieur R. SCHAEFFER et la théorie des réactions directes a été étudiée en détail avec Monsieur B. GIRAUD. Pour leur généreuse collaboration qu'ils soient tous assurés de ma reconnaissance.

Je tiens à mentionner l'aide efficace qui nous a toujours été accordée par les différents groupes techniques. Les montages électroniques ont été réalisés au D.Ph-N/BE grâce aux composantes de Messieurs A. PAGES , J. QUIDORT et G. SOUCHERE dont l'ingéniosité et le dévouement m'ont été d'une aide précieuse. Le bon fonctionnement du Tandem a été assuré par l'équipe de Monsieur B. DELAUNAY, les problèmes de vide et les montages mécaniques ont été résolus par Messieurs F. JUSCZAK et R. LANGLOIS et certaines cibles sont dues au travail délicat de Melle M. DOURY. Je les en remercie infiniment.

Je tiens également à remercier Madame P. GUGENBERGER et ses collaboratrices pour la présentation matérielle de ce travail.

REFERENCES

- 1) V. GILLET, B. GIRAUD et M. RHO, Phys. Rev., à paraître.
- 2) J. PICARD et G. BASSANI, Nucl. Phys. 1969.
- 3) G. BASSANI et J. PICARD, Nucl. Phys. 1969.
- 4) E. COSMAN, H. ENGE et A. SPERDUTO, Phys. Rev., 165 (1968) 1175.
- 5) B. COHEN et O. CHUBINSKY, Phys. Rev., 131 (1963) 2184.
- 6) S. HJORTH et B. COHEN, Phys. Rev., 135 (1964) B920.
- 7) C. KAVALOSKI, J. LILLEY, D. SCHREVE et N. STEIN, Phys. Rev., 161 (1967) 1107.
- 8) B. FREEDOM, E. NEWMAN et J. HIEBERT, Phys. Rev., 166 (1968) 1156.
- 9) M. STAUTBERG, J. KRAUSHAAR et B. RIDLEY, Phys. Rev., 157 (1967) 977.
- 10) V. GILLET et M. RHO, Phys. Letters, 21 (1966) 82.
- 11) V. GILLET, B. GIRAUD, J. PICARD et M. RHO, Phys. Letters, 27B (1968) 483.
- 12) J. PICARD, O. BEER, A. EL BEHAY, P. LOPATO, Y. TERRIEN, G. VALLOIS et R. SCHAEFFER, Nucl. Phys., A128 (1969) 481.
- 13) B. GIRAUD et J. PICARD, Rapport CEA R-3574 (1968).
- 14) L. KOERTS, R. RUMPHORST et F. UDO, Nuclear Electronics, Vol. 2, p. 413 (IAEA, Vienna, 1962).
- 15) F. GOULDING, D. LANDIS, J. CERNY et R. PEHL, IEEE Trans. on Nucl. Sci., (1964). 388.
- 16) J. PICARD, Rapport CEA R-3024 (1966).
- 17) J.C. FAIVRE, Communication privée et Compte-rendu d'activité, D.Ph-N (1967) 83.
- 18) B. ESCUDIE, J. SAU, M. MORGUE et R. CHERY, Journées de l'Automatique, Dunod (1965).
- 19) C. MAPLES, G. GOTH et J. CERNY, UCRL-16964, (1966).

- 20) Nuclear Data Sheets, Compilation de K. WAY et al. pour Nat. Ac. of Sci., Wash. 25, USA.
- 21) D. LONG et J. FOX, B.A.P.S., (1966) 840.
- 22) M. MACFARLANE et J. FRENCH, Rev. Mod. Phys., 32 (1960) 567.
J. FRENCH et M. MACFARLANE, Nucl. Phys., 26 (1961) 168.
- 23) R. BASSEL, R. DRISKO et G. SATCHLER, ORNL-3240 (1962) and supplement (1966).
G. SATCHLER, Nucl. Phys., 55 (1964) 1.
- 24) K. SETH, J. BIGGERSTAFF, P. MILLER et G. SATCHLER, Phys. Rev., 164 (1967) 1450.
- 25) R. DRISKO, G. SATCHLER et R. BASSEL, Phys. Letters, 5 (1963) 347.
- 26) B. BUCK et J. ROOK, Nucl. Phys., 67 (1965) 504.
- 27) P. HODGSON, Adv. Phys., 17 (1968) 563.
- 28) C. PEREY et F. PEREY, Phys. Rev., 152 (1966) 923.
- 29) R. BASSEL, Phys. Rev., 149 (1966) 791.
- 30) G. BASSANI, M. CONJEAUD, J. GASTEBOIS, S. HARAR, J. LAGET, J. PICARD et Y. CASSAGNOU, Phys. Letters, 22 (1966) 189.
- 31) V. GILLET, B. GIRAUD et M. RHO, Nucl. Phys., A103 (1967) 257.
- 32) P. HINRICHSSEN, S. SHAFROTH et D. VAN PATTER, à paraître.
- 33) VON T. CRETZU, K. HOHMUTH et J. SCHINTLMEISTER, Ann. Physik, 7-16 (1965) 312.
- 34) N. BOGOLIUBOV, Nuovo Cim., 7 (1958) 794 ; J. VALATIN, Nuovo Cim., 7 (1958) 843.
- 35) J. BARDEEN, L. COOPER et J. SCHRIEFFER, Phys. Rev., 108 (1957) 1175.
- 36) F. GANTMACHER, Théorie des matrices, Dunod, Paris, 1966.
- 37) R. STOCK, R. BOCK, P. DAVID, H. DUHM et T. TAMURA, Nucl. Phys., A104 (1967) 136.
- 38) D. RUNDQUIST, Ph. D. Thesis, Univ. of Illinois (1966).
- 39) G. BASSANI, J. PICARD, N. SAUNIER et G. SOUCHERE, Tokyo Conf. (1967) 127.
- 40) W. ALFORD, L. BLAU et D. CLINE, Nucl. Phys., 61 (1965) 368.
- 41) C. FOU et R. ZURMUHLE, Phys. Rev., 140 (1965) B1283.
- 42) V. GILLET, Dubna Conf., (1968).
- 43) C. FOU, R. ZURMUHLE et J. JOYCE, Phys. Rev., 155 (1967) 1248.
- 44) H. TAKETANI, A. ADACHI, Y. YOSHIDA, M. OGAWA et K. ASHIBE, Phys. Letters, 27B (1968) 499.
- 45) G. BASSANI, J. PICARD, N. SAUNIER et G. SOUCHERE, Tokyo Conf. (1967) 125.

- 46) C. FOU et R. ZURMÜHLE, Phys. Rev. 176 (1968) 1339.
- 47) R. SASS, B. ROSNER et E. SCHNEID, Phys. Rev., 138 (1965) B399.
- 48) M. MELKANOFF, D. SAXON, J. NODVICK et D. CANTOR, Univ. of Calif. Press (1962).
- 49) J. BALL et C. FULMER, Phys. Rev., 172 (1968) 1199.
- 50) J. SAUDINOS, G. VALLOIS et C. LASPALLES, Nucl. Instr. and Meth., 46 (1967) 229.
- 51) F.G. PEREY, Communication privée.
- 52) W. GRAY, R. KENEFICK, J. KRAUSHAAR et G. SATCHLER, Phys. Rev., 142 (1966) 735.
- 53) G. SATCHLER, Ann. of Phys., 3 (1968) 275 ; Boulder Lectures (1965) 73.
- 54) T. TAMURA, Rev. Mod. Phys., 37 (1965) 679, and ORNL-4152 (1967).
- 55) N. AUSTERN et J. BLAIR, Ann. Phys., (N.Y.), 33 (1965) 15.
- 56) G. PETERSON et J. ALSTER, Phys. Rev., 166 (1968) 1136.
- 57) R. SERBER, Phys. Rev., 72 (1968) 1114.
- 58) L. ROSENFELD, Nuclear forces, North- Holland Publ. Co., Amsterdam, 1948.
- 59) J. SOPER, cité par G. BROWN et al., Nucl. Phys., 24 (1961) 1.
- 60) R. FERREL et W. VISSCHER, Phys. Rev., 102 (1956) 450.
- 61) V. GILLET, Thèse Univ. de Paris (1962), et Nucl. Phys., 51 (1964) 410.
- 62) J. SAUER, Rev. Sci. Instr., 36 (1965) 1374.
- 63) V. GILLET, Fermi Intern. School of Physics Course 43, Varenna (1965).
- 64) J. PICARD, G. BASSANI and K. SETH, à paraître.
- 65) D. AGASSI et R. SCHAEFFER, Phys. Letters, 26B (1968) 703 ; R. SCHAEFFER, Thèse Paris, 1969.
- 66) U. FANO, Phys. Rev., 72 (1947) 26, G. SIFFERT et al., IEEE Trans. Nucl. Sci., 13 (1966) 225.
- 67) G. GARVEY et I. KELSON, Phys. Rev. Letters, 16 (1966) 197 ; Phys. Letters, 23 (1966) 689.
- 68) L. TAKAS, Processus stochastiques, Dunod, 1964.
- 69) A. MESSIAH, Mécanique quantique, Dunod, (1959) 745.
- 70) J. RAYNAL, Nucl. Phys., A97 (1967) 572.
- 71) A. BOHR et B. MOTTELSON, Kgl. Danske. Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd., 27-16 (1953).

- 72) J. VERVIER, Nucl. Phys., 75 (1966) 17.
- 73) P. STELSON et L. GRODZINS, Nuclear Data Table, Section A, Vol. 1 (1965).
- 74) J. DICKENS, E. EICHLER et G. SATCHLER, Phys. Rev., à paraître.
- 75) J. ALSTER, D. SHREVE et R. PETERSON, Phys. Rev., 144 (1966) 999.

Manuscrit reçu le 4 juin 1969

TABLEAUX

TABLEAU I

Cible	Epaisseur ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	Enrichissement (%)	$Q(^3\text{He},p)$	$Q(^3\text{He},d)$	$Q(^3\text{He},t)$	$Q(^3\text{He},\alpha)$
			(MeV)			
^{88}Sr	380	99,25	6,250	1,580	- 3,640	9,477
^{89}Y	140	100	7,857	2,887	- 2,850	9,101
^{90}Zr	650	97,8	5,327	- 0,225	- 6,120	8,531
^{92}Mo	600	97,6	4,984	- 1,410	- 8,076	7,992

Tableau 1 - Epaisseurs des quatre cibles utilisées, leur pureté isotopique et les bilans énergétiques (Q) des réactions induites par les projectiles ^3He de 18 MeV.

TABLEAU II

Particule	E(MeV)	V	W _{vol}	W' _{surf}	V _{so}	r _V	r _W	r _{W'}	r _{so}	r _c	a _V	a _W	a _{W'}	a _{so}
p	20	51,9	0	12,3	7,4	1,19	--	1,27	1,25	1,25	0,78	--	0,59	0,65
d	≈ 18	98	--	18	6	1,1	--	1,4	--	1,3	0,85	--	0,7	--
³ He	18	170	20	--	--	1,14	1,6	--	--	1,4	0,75	0,8	--	--
⁴ He	≈ 26	207	28	--	--	1,3	1,3	--	--	1,4	0,65	0,52	--	--

Tableau II - Définition des potentiels optiques utilisés dans l'analyse des réactions nucléaires considérées dans le présent travail.

Les potentiels optiques sont exprimés en MeV, les diffusivités a ainsi que les rayons réduits r sont exprimés en fermis (1 fm = 10⁻¹³ cm) ; le rayon du noyau est : $R = rA^{1/3}$ fm. L'extension spatiale des potentiels est de la forme :

$$V_{\text{opt}} = -(V + iW) (1 + e^x)^{-1} + i4W' \frac{d}{dx} (1 + e^{x'})^{-1} + V_c(r, r_c)$$

où :

$$x = (R - rA^{1/3})/a, \quad x' = (R - r'A^{1/3})/a', \quad R_c = r_c A^{1/3}.$$

89_Y				91_{Nb}				93_{Tc}			
E(keV)	j^π	ℓ	$G_{\ell j}$	E(keV)	j^π	ℓ	$G_{\ell j}$	E(keV)	j^π	ℓ	$G_{\ell j}$
0	$1/2^-$	1	1,8	0	$9/2^+$	4	9,0	0	$9/2^+$	4	6,7
896 ± 10	$9/2^+$	4	8,8	100 ± 5	$1/2^-$	1	0,6	390 ± 10	$1/2^-$	1	0,6
1490 ± 10	$(1/2^-)$	1	0,54	1314 ± 10	$(1/2^-)$	1	0,14	660 ± 20			faible
	$(3/2^-)$		0,44		$(3/2^-)$		0,12				
1735 ± 10	$5/2^-$	3	0,55	1618 ± 10	$(1/2^-)$	1	0,27	1190 ± 15	$(1/2^-)$	1	0,5
					$(3/2^-)$		0,22		$(3/2^-)$		0,4
3490 ± 15	$(1/2^-)$	1	0,08	1854 ± 15	$(3/2^+)$	2	0,08	1500 ± 15	$(1/2^-)$	1	0,20
	$(3/2^-)$		0,07		$(5/2^+)$		0,06		$(3/2^-)$		0,16
3690 ± 15	$(3/2^+)$	2	1,3	1973 ± 15	$(1/2^-)$	1	0,06	1780 ± 20	$(1/2^-)$	1	0,23
	$(5/2^+)$		0,95		$(3/2^-)$		0,05		$(3/2^-)$		0,19
4160 ± 15	$(3/2^+)$	2	0,4	2357 ± 15	$(1/2^-)$	1	0,06	2130 ± 20			faible
	$(5/2^+)$		0,3		$(3/2^-)$		0,05				
4570 ± 15	$(3/2^+)$	2	0,7	2620 ± 15			faible	2565 ± 20	$(3/2^+)$	2	0,15
	$(5/2^+)$		0,5						$(5/2^+)$		0,12
4860 ± 20	$(3/2^+)$	2	0,6	2920 ± 15			faible	3170 ± 20		(2)	
	$(5/2^+)$		0,4								
5060 ± 20	$(3/2^+)$	2	0,8	3140 ± 15	$(3/2^+)$	2	0,3	3360 ± 20	$(3/2^+)$	2	3,1
	$(5/2^+)$		0,6		$(5/2^+)$		0,2		$(5/2^+)$		2,3
5320 ± 20	$(3/2^+)$	2	0,5	3395 ± 15	$(3/2^+)$	2	2,6	3910 ± 20	$(3/2^+)$	2	0,36
	$(5/2^+)$		0,4		$(5/2^+)$		2,0		$(5/2^+)$		0,28
								$4,08 \dots$	92_{Mo+p}		
5610 ± 30				3693 ± 15	$(3/2^+)$	2	0,18	4110 ± 20	$1/2^+$	(0)	(0,3)
					$(5/2^+)$		0,14				

Tableau III - Résumé des résultats obtenus par la réaction ($^3\text{He}, d$) à 18 MeV sur les cibles ^{88}Sr , ^{90}Zr et ^{92}Mo . Certains états observés à très haute énergie d'excitation ne sont pas portés dans cette table (voir Fig. 3). Les valeurs de spin sans parenthèses sont extraites de Nuclear Data Sheets (20), les autres sont des attributions basées sur la valeur du moment orbital ℓ déterminé dans ces expériences et sur le modèle des couches. La normalisation des intensités spectroscopiques $G_{\ell j}$ est décrite dans le texte (II-5.3).

TABLEAU IV

J	$9/2^+$	$1/2^-$	$3/2^-$
$^{90}\text{Zr}(^3\text{He},d)^{91}\text{Nb}$	9,0	0,6	0,44
$^{90}\text{Zr}(d,^3\text{He})^{89}\text{Y}$	0,88	1,52	3,4
$\sum$	9,88	2,12	3,84
$2j+1$	10	2	4

Tableau IV - Comparaison des sommes des intensités spectroscopiques $G_{\ell j}$, relatives aux états de même spin j , obtenues dans ce travail par la réaction $(^3\text{He},d)$ et par la réaction $(d,^3\text{He})$ (8) sur ^{90}Zr et utilisant une normalisation cohérente (II-6.2). Dans ^{91}Nb , on suppose que parmi toutes les transitions $\ell = 1$, seul le premier état excité à 0,100 MeV a un spin $1/2^-$.

- 77 -
TABLEAU V

	$n\ell j$	$1g_{9/2}$	$2p_{1/2}$	$1f_{5/2}$	$2p_{3/2}$	$1g_{7/2}$	$2d_{5/2}$	$2d_{3/2}$	$3s_{1/2}$	$1h_{11/2}$
^{87}Rb $V_o = - 23,13$ $\delta\langle N \rangle = 0,005$	E_j	2,80	1,83	1,39	0,99	7,38	5,00	7,14	6,75	9,60
	Δ_j	0,511	0,887	0,540	0,853	0,486	0,504	0,513	0,339	0,395
	v_j^2	0,092	0,250	0,980	0,866	0,033	0,051	0,036	0,025	0,021
	$\epsilon_j - \bar{\epsilon}$	-1,51	-2,66	-5,54	-4,76	3,10	0,71	2,86	2,48	5,33
^{89}Y $V_o = - 27,39$ $\delta\langle N \rangle = 0,044$	E_j	1,56	0,65	2,38	2,14	6,72	4,34	6,48	6,09	8,7
	Δ_j	0,419	0,651	0,468	0,708	0,428	0,422	0,400	0,282	0,331
	v_j^2	0,135	0,671	0,995	0,986	0,032	0,049	0,031	0,023	0,018
	$\epsilon_j - \bar{\epsilon}$	-1,85	-3,29	-5,69	-5,38	3,35	0,97	3,12	2,73	6,04
^{91}Nb $V_o = - 29,30$ $\delta\langle N \rangle = - 0,008$	E_j	1,04	1,14	3,65	2,66	7,13	4,43	7,13	5,98	8,6
	Δ_j	0,795	1,046	0,990	1,065	0,908	0,664	0,672	0,486	0,626
	v_j^2	0,423	0,834	0,991	0,979	0,064	0,075	0,047	0,041	0,034
	$\epsilon_j - \bar{\epsilon}$	-2,44	-3,55	6,63	-5,54	3,97	1,28	3,99	2,85	6,07
^{93}Tc $V_o = - 33,33$ $\delta\langle N \rangle = 0,005$	E_j	1,15	1,54	5,15	2,93	6,68	4,51	6,94	6,01	8,5
	Δ_j	1,115	1,460	1,401	1,461	1,290	0,927	0,954	0,694	0,883
	v_j^2	0,615	0,812	0,991	0,966	0,097	0,103	0,069	0,058	0,049
	$\epsilon_j - \bar{\epsilon}$	-2,50	-3,27	-7,74	-5,32	3,77	1,63	4,09	3,19	6,17

Tableau V - Résultats de l'analyse des états de quasi-particules de proton des isotones magiques ^{87}Rb , ^{89}Y , ^{91}Nb et ^{93}Tc . Les énergies E_j des états de quasi-particules ($n\ell j$) sont celles de la figure 11. Les quantités V_o , $\delta\langle N \rangle$, Δ_j , v_j^2 et $\epsilon_j - \bar{\epsilon}$ sont définies dans la section II-8.

TABLEAU VI

^{87}Sr			^{88}Y				^{89}Zr			^{91}Mo		
E^* (keV)	$\ell(j)$	$G_{\ell j}$	E^* (keV)	J^π	$\ell(j)$	$G_{\ell j}$	E^* (keV)	$\ell(j)$	$G_{\ell j}$	E^* (keV)	$\ell(j)$	$G_{\ell j}$
0	4(9/2)	8,3	0	4^-	4(9/2)	5,1	0	4(9/2)	9,7	0	4(9/2)	9,1
387 ± 5	1(1/2)	3,3	231 ± 5	5^-	4(9/2)	6,3	590 ± 5	1(1/2)	2,7	653 ± 5	1(1/2)	2,7
865 ± 7	1(3/2)	4,0	394 ± 10	1^+	1(1/2)	2,3	1090 ± 10	1(3/2)	3,0	1159 ± 10	1(3/2)	3,0
1232 ± 10	3(5/2)	4,2	768 ± 10	0^+	1(1/2)	1,1	1460 ± 10	3(5/2)	4,1	1357 ± 10		
2193 ± 15	4(9/2)	1,6	1250 ± 20	} (2 ⁺)	1(3/2)	3,7	1745 ± 10	3(5/2)	(0,4)	1531 ± 10	3(5/2)	3,0
			1306 ± 20					1865 ± 10	1(3/2)	0,9	1908 ± 15	[4(9/2)]
			1605 ± 15	(1 ⁺)	1(3/2)	2,6	2100 ± 15	3(5/2)	1,4	2078 ± 15		
			1750 ± 15	(3 ⁺)	3(5/2)	3,8	2610 ± 15			2291 ± 15		
							2750 ± 20			2790 ± 20		
							3520 ± 20					
							3750 ± 20					

Tableau VI - Résumé des résultats obtenus par la réaction ($^3\text{He}, \alpha$) à 18 MeV sur les cibles ^{88}Sr , ^{89}Y , ^{90}Zr et ^{92}Mo . Les valeurs de spin sans parenthèse sont extraites de NDS (20), les autres sont des attributions possibles basées sur la valeur du moment orbital ℓ déterminé dans ces expériences et sur le modèle des couches. La normalisation des intensités spectroscopiques $G_{\ell j}$ est décrite dans la section III-4.1.

TABLEAU VII

Ce travail (p,p')			(p,p') (9) †		
E*	J ^π	β _ℓ	E*	J ^π	β _ℓ
1,831	2 ⁺	0,11	1,84	2 ⁺	0,13
2,744	3 ⁻	0,17	2,74	3 ⁻	0,20
3,236	2 ⁺	0,07	3,24	2 ⁺	
3,514					
3,607	2 ⁺	0,07	3,57	2 ⁺	
3,974	2 ⁺	0,04			
4,055	2 ⁺	0,09	4,05	2 ⁺ , 4 ⁺	
4,178	*				
4,234	3 ⁻	0,06			
4,301	4 ⁺	0,07			
4,367	*		4,34		
4,418					
4,438	(3 ⁻)	0,03			
4,520	*		4,56		
4,637	*				
4,743					
4,777	2 ⁺	0,07			
4,864	(3 ⁻)	0,06			
4,889			4,88		
5,010					
5,100					
5,123					
5,254	(3 ⁻)	0,06			
5,321	(2 ⁺)	0,04			
5,411					
5,460	(3 ⁻ , 4 ⁺)	0,07			
5,515					

† Les paramètres de déformation β₂ et β₃ de la Réf. (9) ont été obtenus à partir d'un calcul DWBA utilisant uniquement une interaction réelle et doivent être réduits respectivement de 10% et 30% avant d'être comparés aux nôtres.

Tableau VII - Résumé des résultats obtenus par l'analyse en DWBA de la réaction ⁸⁸Sr(p,p')⁸⁸Sr* à E_p = 20,2 MeV (IV-3.2) et comparaison avec les résultats de la référence 9.

TABLEAU VIII

E^*	J^π	(p,p') ce travail	(p,p') ⁽⁹⁾	(α,α') ⁽⁷⁵⁾	(e,e') ⁽⁵⁶⁾	Exc.coulomb. ⁽⁷³⁾
1,83	2^+	7,7	9,6	5,0	8,5	10 ± 2
2,74	3^-	21,0	24,2	6,2	25,0	
3,24	2^+			$\approx 0,4$		
4,05	2^+	6,6			1,6	

Tableau VIII - Comparaison des taux de transition (exprimés en unité de Weisskopf) mesurés par différents processus d'excitation du noyau ^{88}Sr (IV-3.3). Pour la diffusion inélastique, les taux de transition sont définis par $G_\ell(\text{u.w.}) = [(3 + \ell)^2 / 4\pi(2\ell + 1)] Z^2 \beta_\ell^2$ où β_ℓ^2 est le paramètre de déformation tiré de l'analyse DWBA.

TABLEAU IX

	J^π	2Q.P.				2Q.P.+COEUR				Expérience	
		TDA		RPA		TDA		RPA			
		E	B(E ℓ)	E	B(E ℓ)	E	B(E ℓ)	E	B(E ℓ)	E	B(E ℓ)
^{86}Kr	3^-	3,63	8 069	3,63	8 525	3,25	14 650	2,97	23 350	3,12	--
	2^+	1,39	184	1,38	193	1,41	194	1,38	221	1,56	--
	4^+	1,76	167 000	1,76	172 600	1,77	177 700	1,74	190 100	--	--

^{88}Sr	3^-	3,40	12 090	3,39	13 260	2,97	22 130	2,47	43 910	2,74	80 600 $\pm$ 3 000
	2^+	2,01	252	1,99	273	2,06	269	1,99	300	1,83	1 000 $\pm$ 200
	4^+	3,04	62 610	3,03	61 260	3,08	71 720	3,05	71 050	4,30	370 000 $\pm$ 80 000

^{90}Zr	3^-	3,29	13 330	3,28	14 670	2,83	25 080	2,22	57 160	2,74	109 000
	2^+	2,23	1,87	2,19	162	2,19	214	2,14	206	2,18	815
	4^+	2,46	73 300	2,45	70 400	2,44	101 500	2,43	106 700	3,09	221 000 $\pm$ 55 000

^{92}Mo	3^-	3,08	13 230	3,08	14 170	2,55	24 640	1,67	72 620	2,88	--
	2^+	1,77	300	1,75	279	1,70	384	1,64	411	1,54	1170 $\pm$ 200
	4^+	2,02	186 200	2,02	182 900	1,99	261 300	1,96	295 000	2,33	--

Tableau IX - Energies et B(E ℓ) des premiers états excités 2^+ , 4^+ et 3^- dans les isotones pairs N = 50. Dans la colonn  2Q.P. le calcul est limité aux configurations à deux quasi-particules des protons au-dessous de la couche N = 50. La colonne 2Q.P. + coeur donne les résultats obtenus lorsque l'on inclut les  tats particule-trou de neutron et les excitations de protons au-delà des couches fermées à 50. Pour chaque cas le calcul a été fait dans les approximations de Tamm-Dancoff (T.D.A.) et des phases aléatoires (R.P.A.). La dernière colonne indique la situation expérimentale. Les B(E ℓ) expérimentaux sont donnés par la diffusion (e,e'), Réf. ⁽⁵⁶⁾, la diffusion coulombienne, Réf. ⁽⁷³⁾, ou l'analyse par DWBA de la diffusion (p,p'), section IV-2 pour $^{88}\text{Sr}(p,p')$ et Réf. ⁽⁷⁴⁾ pour $^{90}\text{Zr}(p,p')$. On a utilisé une force centrale gaussienne de portée $\mu = 1,7$ fm et un mélange de la forme $V_0(^01V=1 + (^11V=-0,4) + (^00V=1) + (^10V=1,25))$ où l'intensité singlet-paire V_0 est fournie de façon unique par l'analyse I.G.E. des noyaux de A impair (section II-8).

TABEAU X

c = "BCS+RPA" v = "Exp. ^{ce} "	2 ⁺ (1,83 MeV)	Valeur minimale	3 ⁻ (2,74 MeV)
$\rho_m^c(n/p)$	0,35		0,92
$\rho_p^c(n/p)$	0,6		2,2
λ_p	2,0		1,3
λ_n	5,5	3,5	1,3
$\rho_m^v(n/p)$	1,0	0,65	0,9
$\rho_p^v(n/p)$	1,7	1,1	2,2

Tableau X - Contributions relatives des protons et des neutrons dans la diffusion des protons sur les états 2⁺ et 3⁻ de ⁸⁸Sr. Les quantités ρ^c , λ et ρ^v sont définies dans la section IV-6.3.

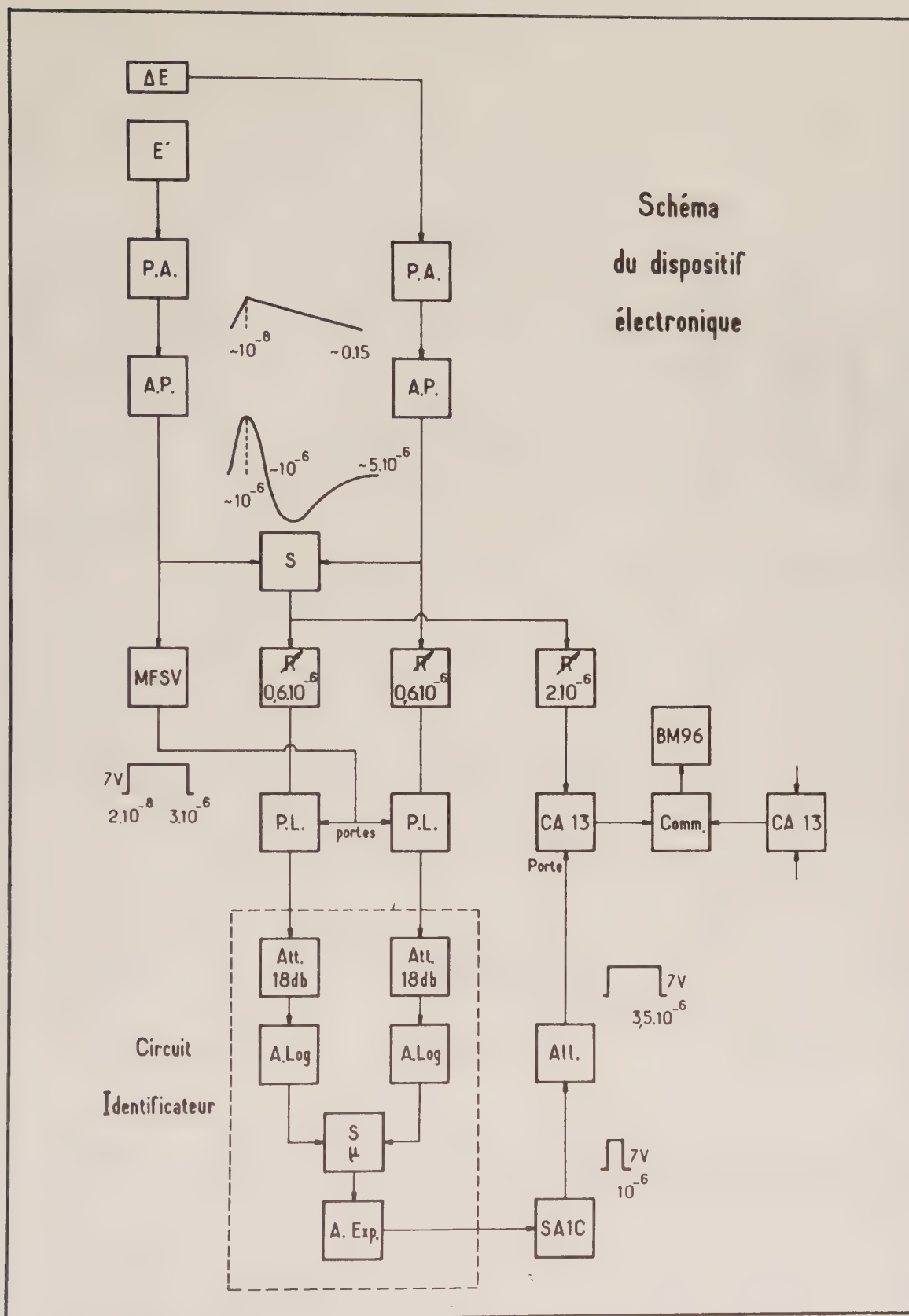


Fig. 1 - Schéma du dispositif électronique utilisé pour détecter, identifier et stocker les signaux fournis par les deutons de la réaction ($^3\text{He}, d$).

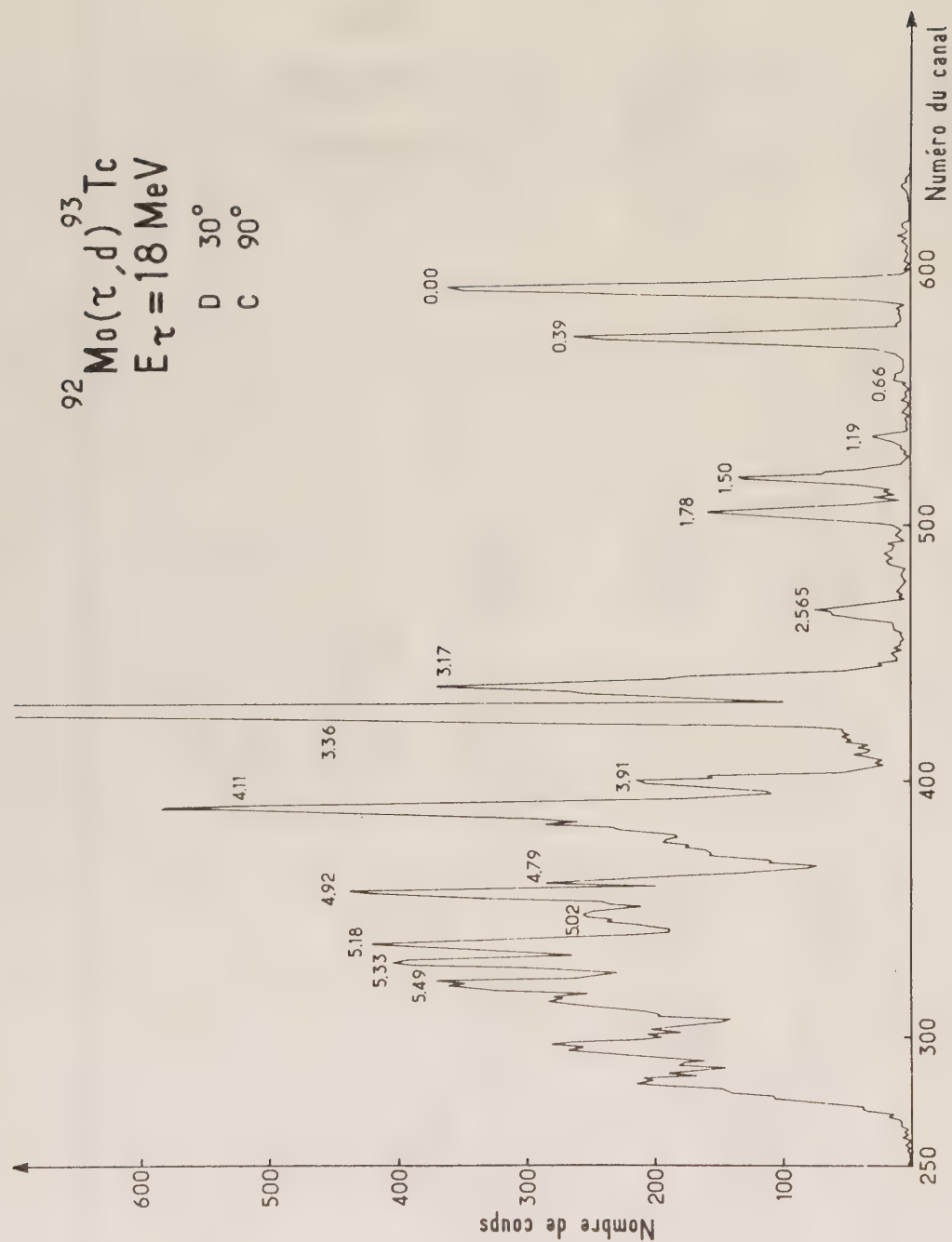


Fig. 2 - Spectre d'énergie des deutons de la réaction $^{92}\text{Mo}({}^3\text{He}, d)^{93}\text{Tc}$ observés à 30° par rapport au faisceau incident. La courbe tracée à travers les points de l'histogramme a pour but de simplifier la visualisation du spectre. L'énergie des niveaux excités du noyau final est donnée en MeV auprès des pics correspondants. L'erreur statistique peut être évaluée à partir du nombre d'événements indiqué en ordonnées.

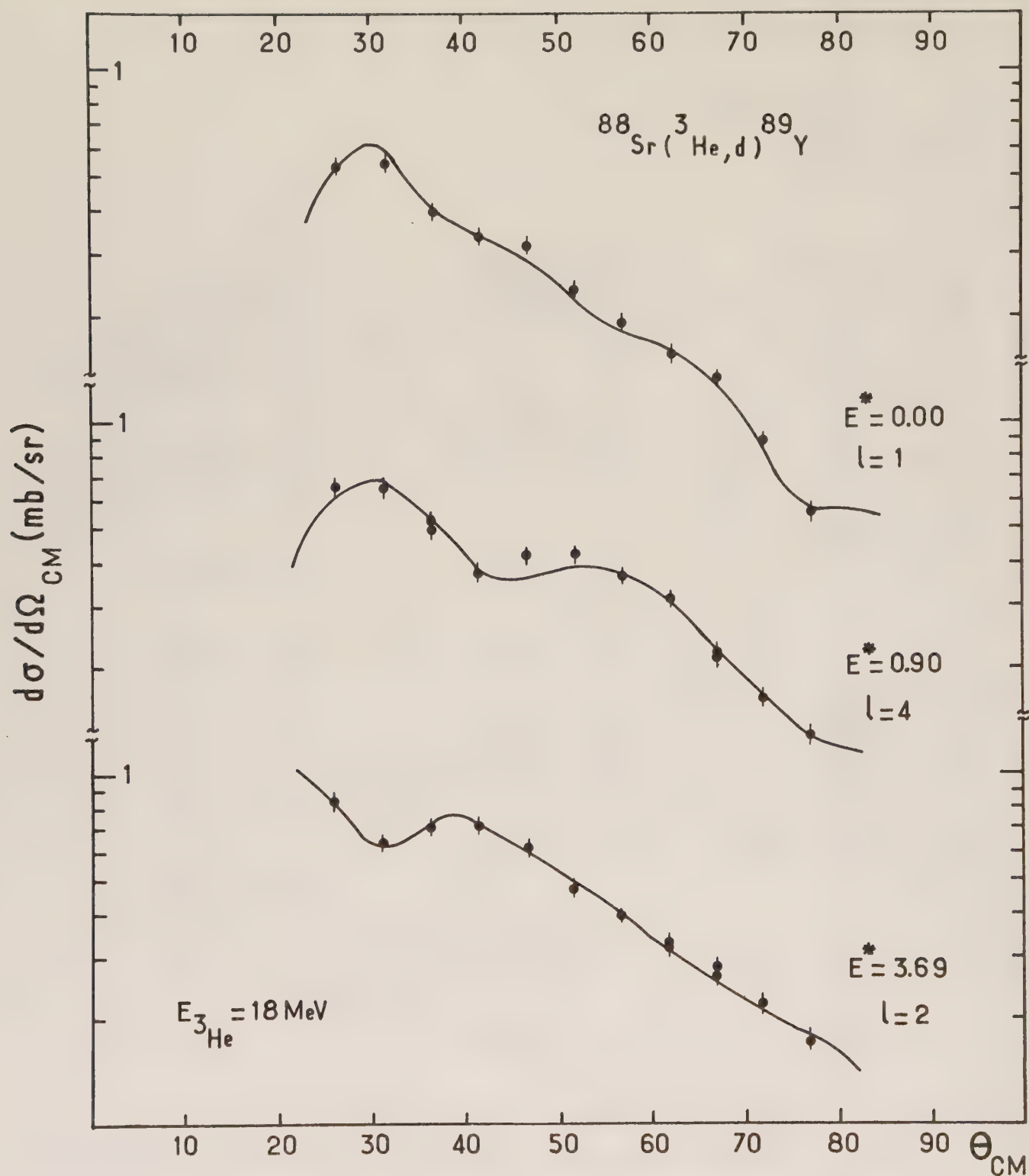


Fig. 4 - Comparaison des différentes formes de distributions angulaires mesurées dans la réaction $^{88}\text{Sr}(^3\text{He},d)^{89}\text{Y}$. Les courbes représentent les prévisions théoriques de la DWBA (programme Julie ⁽²³⁾).

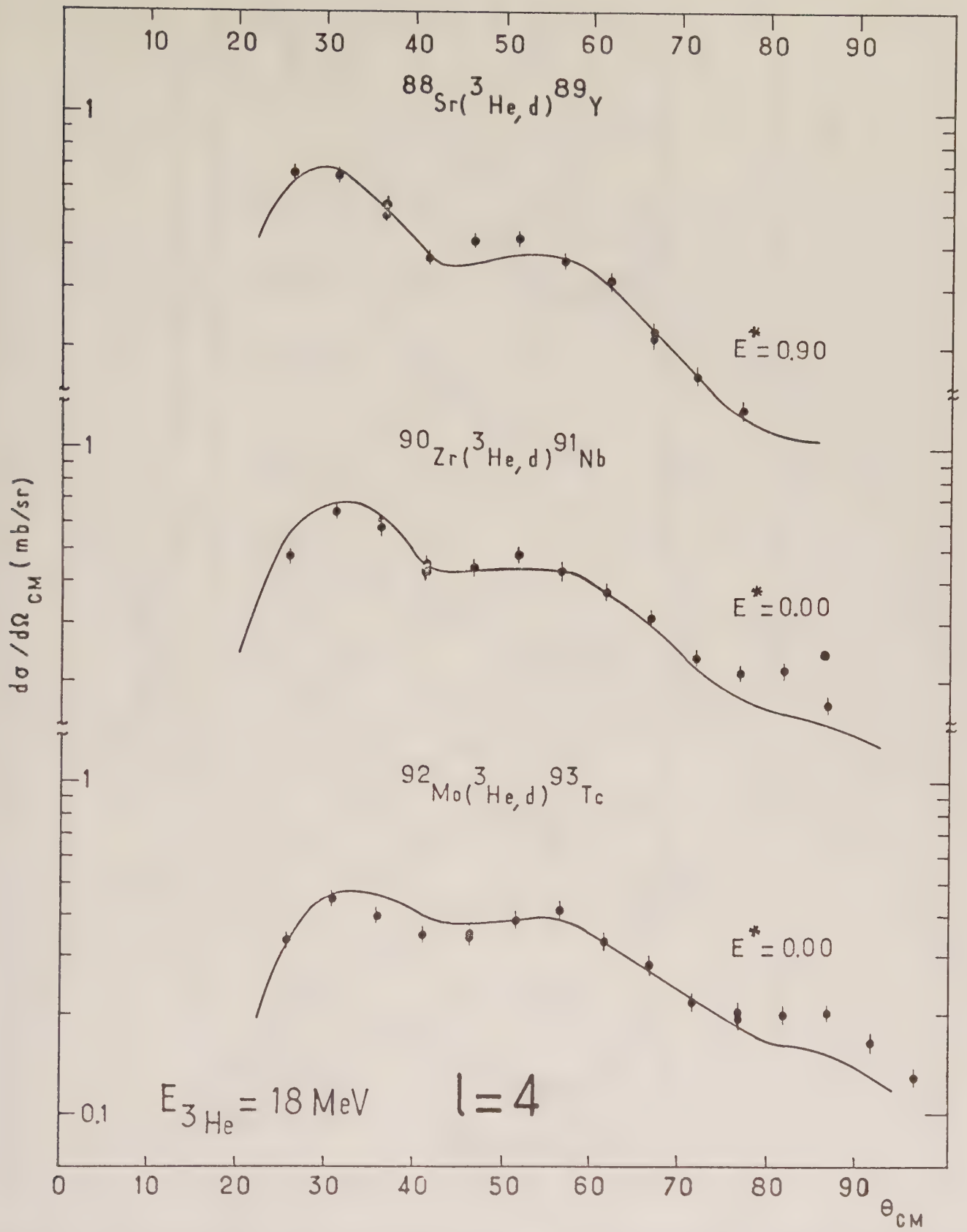


Fig. 5 - Distributions angulaires caractéristiques des transferts de moment angulaire $l = 4$ avec les courbes correspondantes de la DWBA calculées en prenant $j = 9/2^+$.

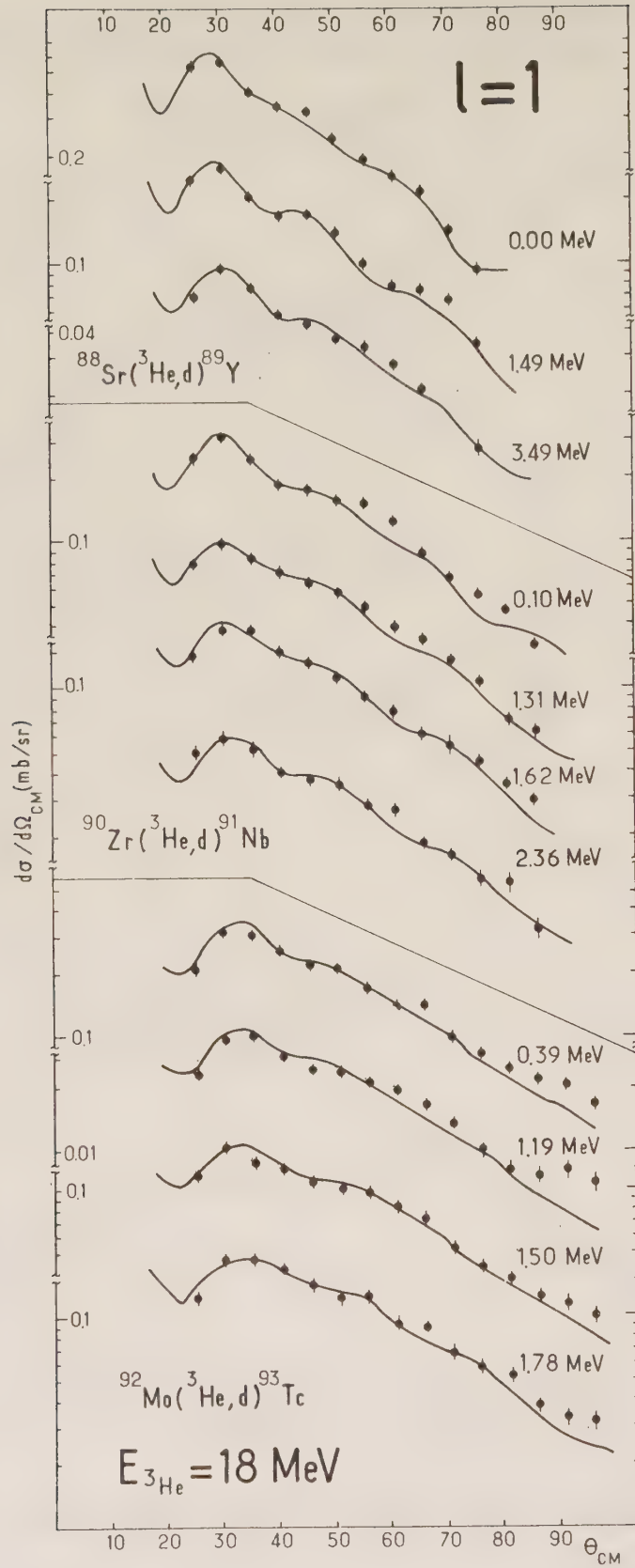


Fig. 6 - Distributions angulaires caractéristiques des transferts de moment angulaire $l = 1$ avec les courbes correspondantes de la DWBA.

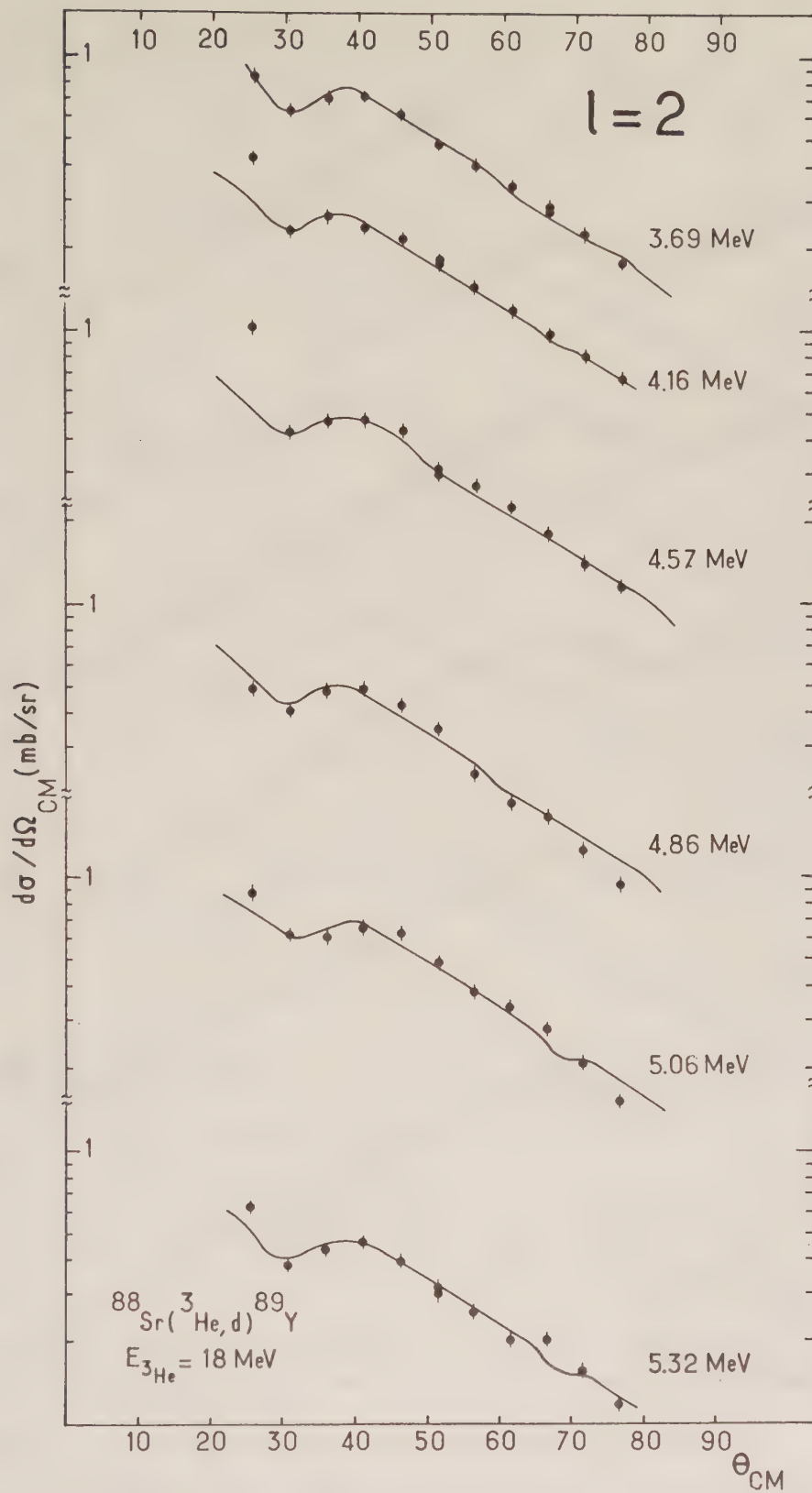


Fig. 7 - Distributions angulaires caractéristiques des transferts de moment angulaire $\ell = 2$ dans la réaction $^{88}\text{Sr}(^3\text{He},d)^{89}\text{Y}$ et courbes calculées dans la DWBA en prenant $j = 5/2^+$.

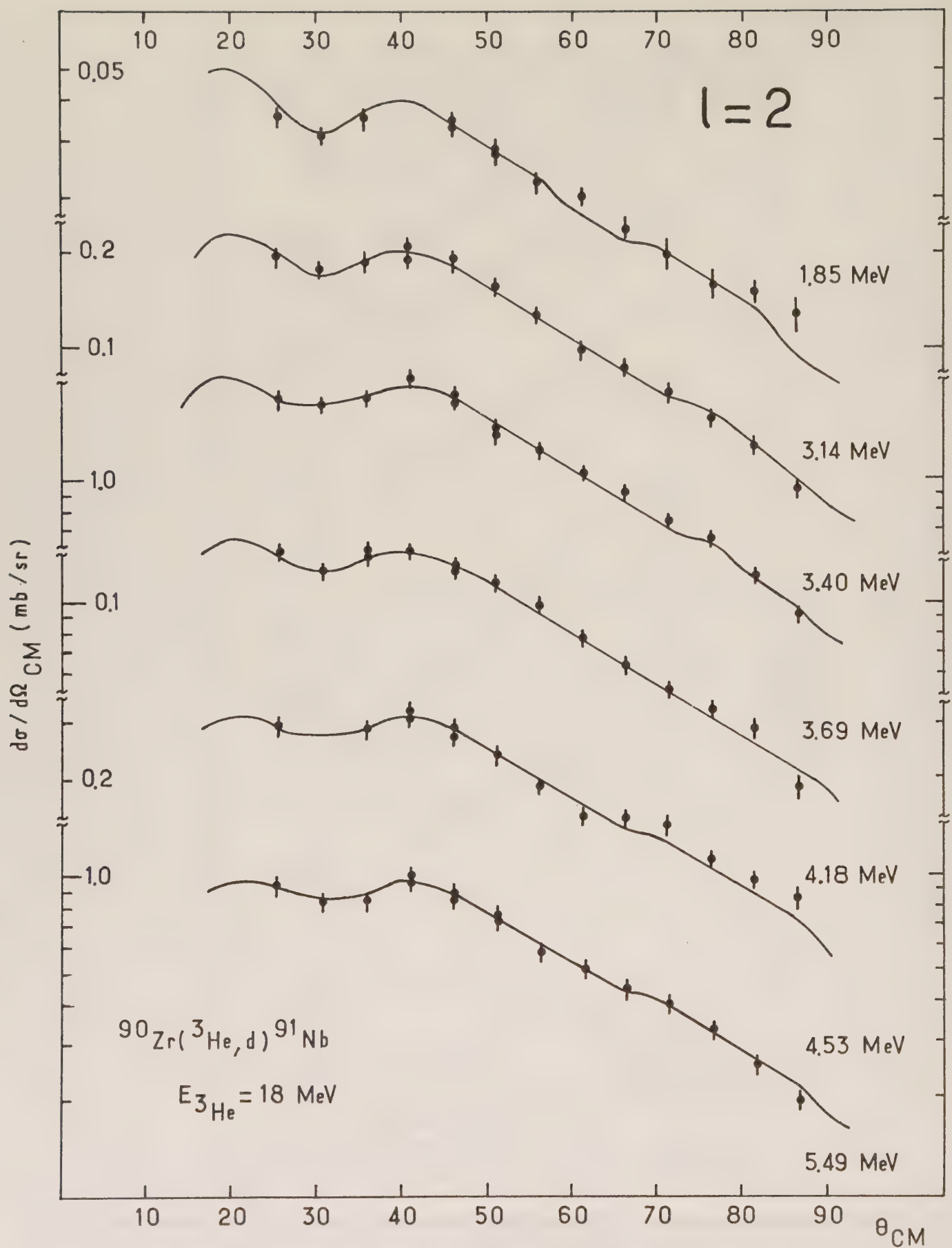


Fig. 8 - Distributions angulaires caractéristiques des transferts de moment angulaire $l = 2$ dans la réaction $^{90}\text{Zr}(^3\text{He}, d)^{91}\text{Nb}$ et courbes calculées dans la DWBA en

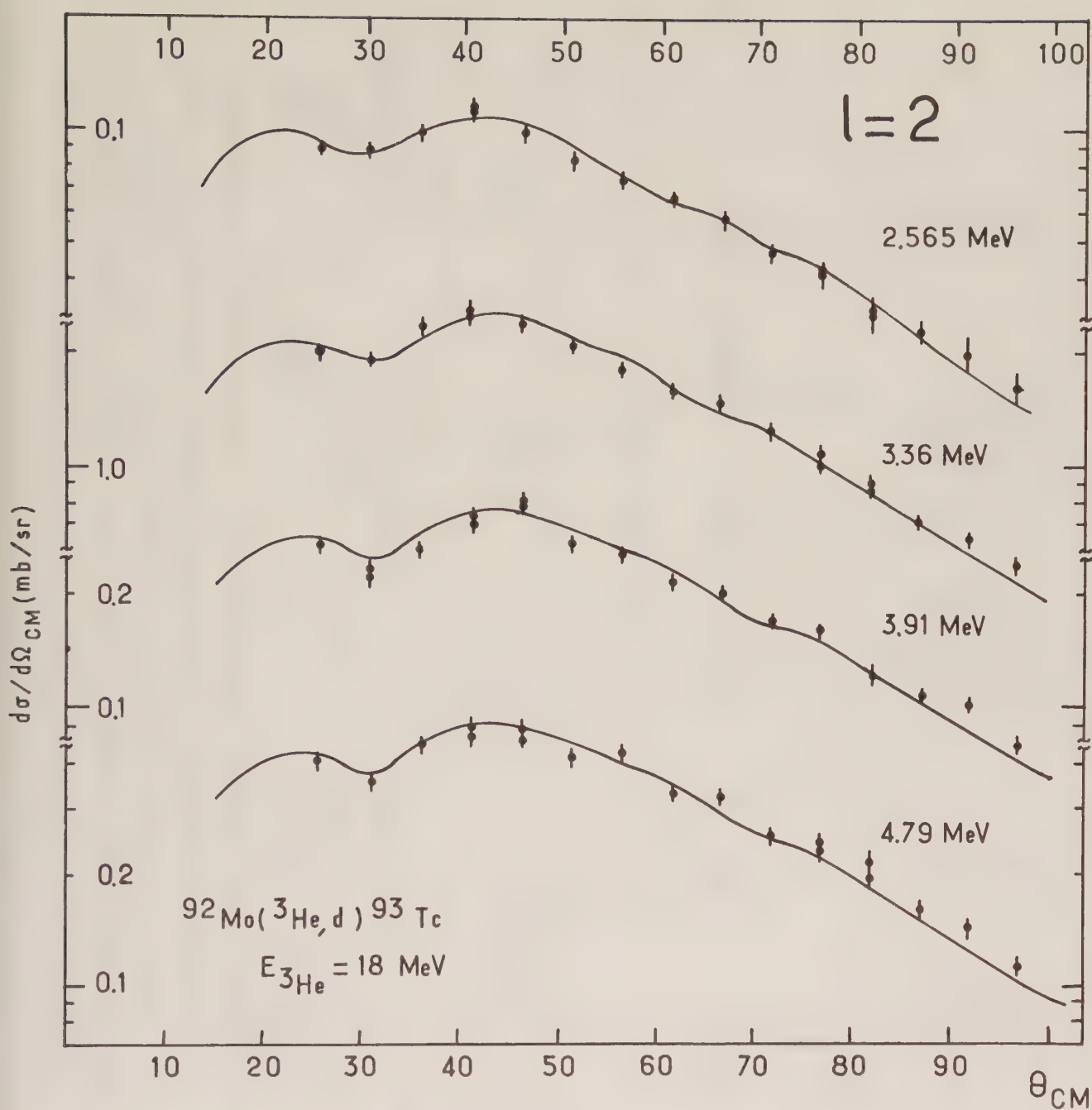


Fig. 9 - Distributions angulaires caractéristiques des transferts de moment angulaire $l = 2$ dans la réaction $^{92}\text{Mo}(^3\text{He}, d)^{93}\text{Tc}$ et courbes calculées dans la DWBA en prenant $j = 5/2^+$.

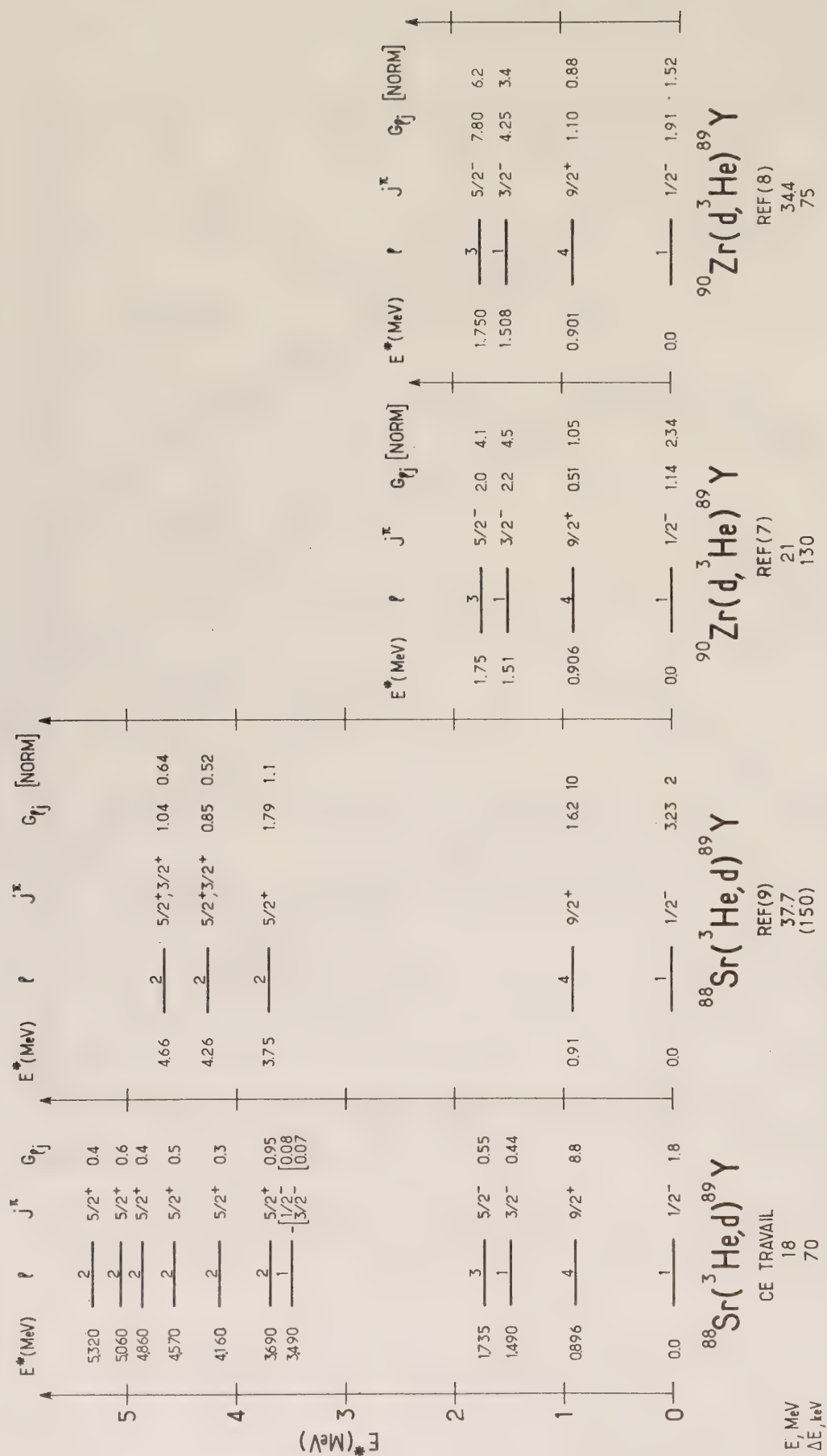


Fig.10 - Comparaison des spectres d'excitation de ^{89}Y obtenus à partir de réactions de transfert (stripping) ou d'arrachement (pick-up) d'un proton. Pour plus de simplicité, seule l'intensité spectroscopique G_{tj} relative au spin le plus probable est indiquée. Dans la colonne NORM les intensités spectroscopiques données dans les références 7, 8 et 9 ont été renormalisées pour faciliter les comparaisons (section II-6.1).

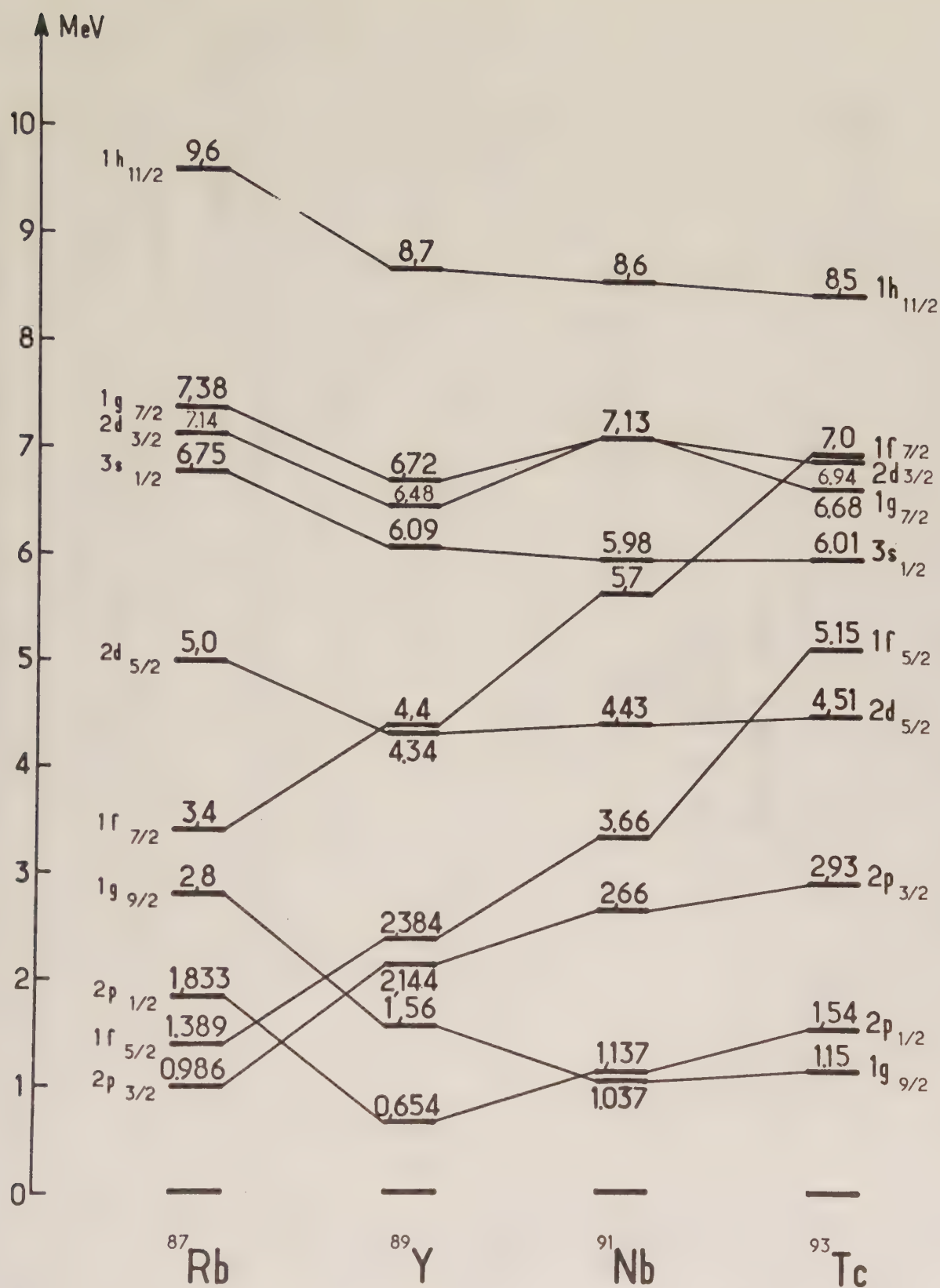


Fig.11 - Energies des états de quasi-particules de proton dans les isotones impairs à 50 neutrons (section II-7).

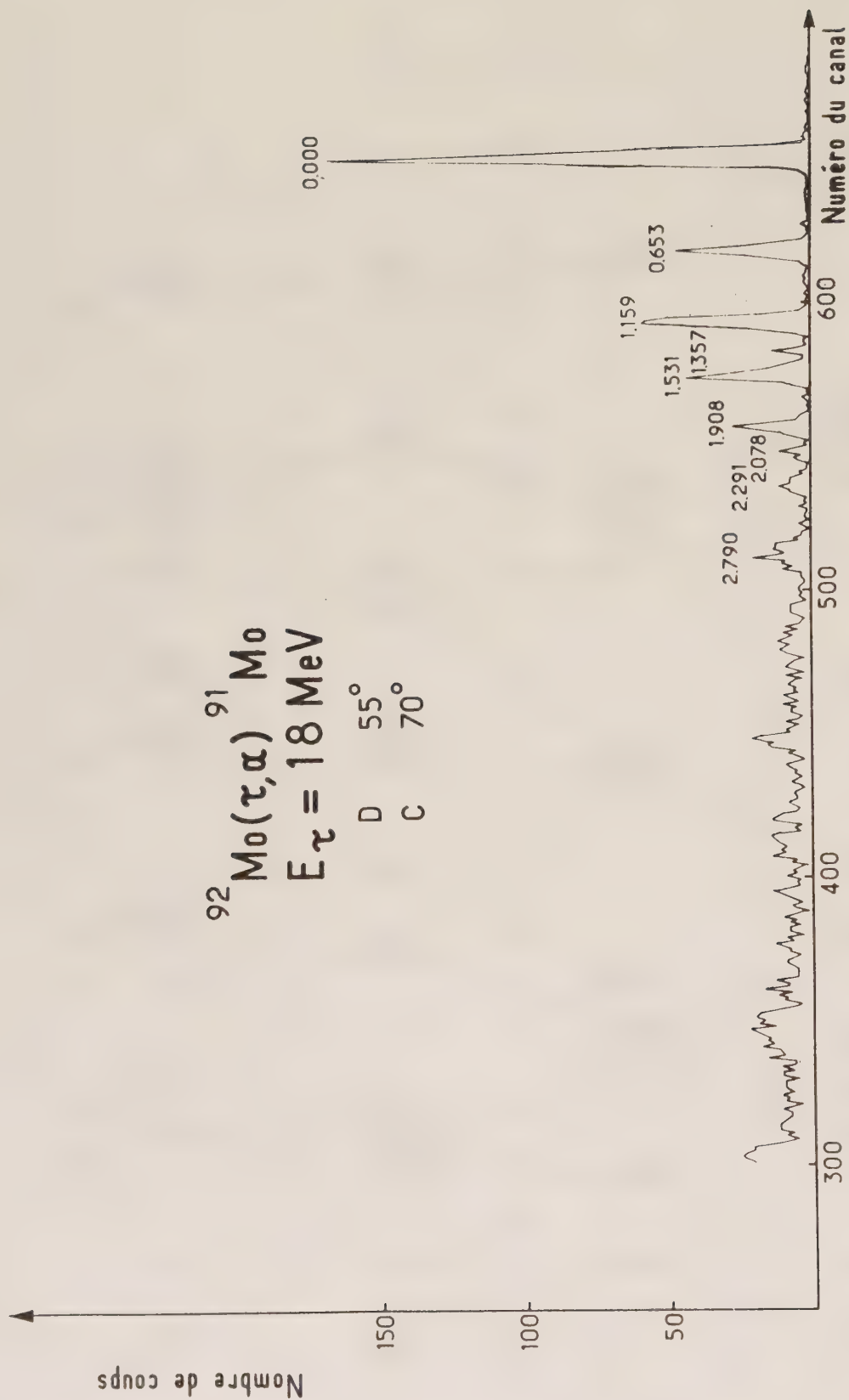


Fig.12 - Spectre d'énergie des particules α de la réaction $^{92}\text{Mo}(\text{}^3\text{He}, \alpha) \text{}^{91}\text{Mo}$ observées à 55° par rapport au faisceau incident. La courbe tracée à travers les points de l'histogramme a pour but de simplifier la visualisation du spectre. L'énergie des niveaux excités du noyau final est donnée en MeV auprès des pics correspondants. L'erreur statistique peut être évaluée à partir du nombre d'événements indiqué en ordonnées.

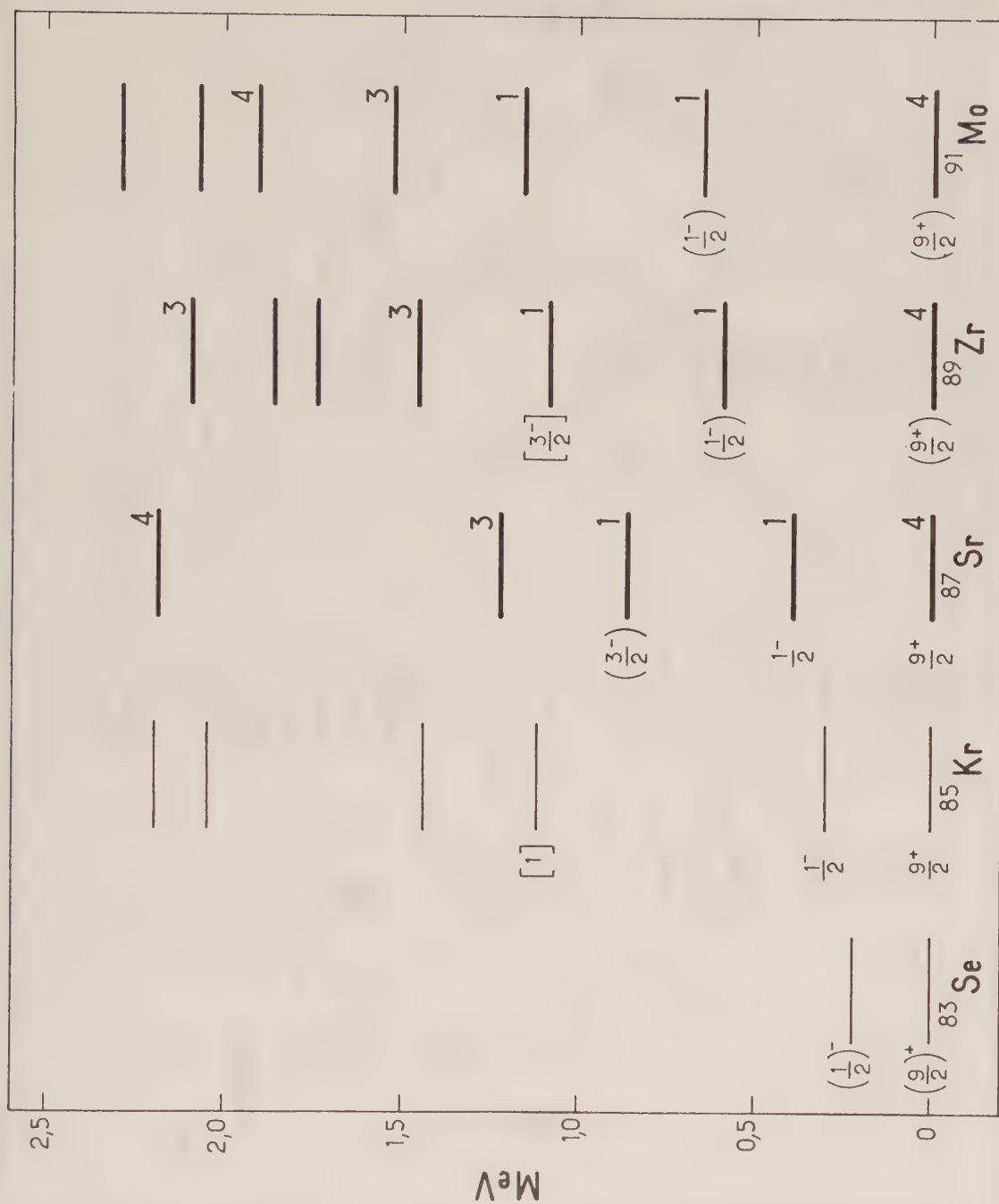


Fig.13 - Comparaison des spectres des états excités obtenus (sauf pour ^{83}Se) par arrachement (pick-up) d'un neutron au moyen de la réaction ($^3\text{He}, \alpha$).

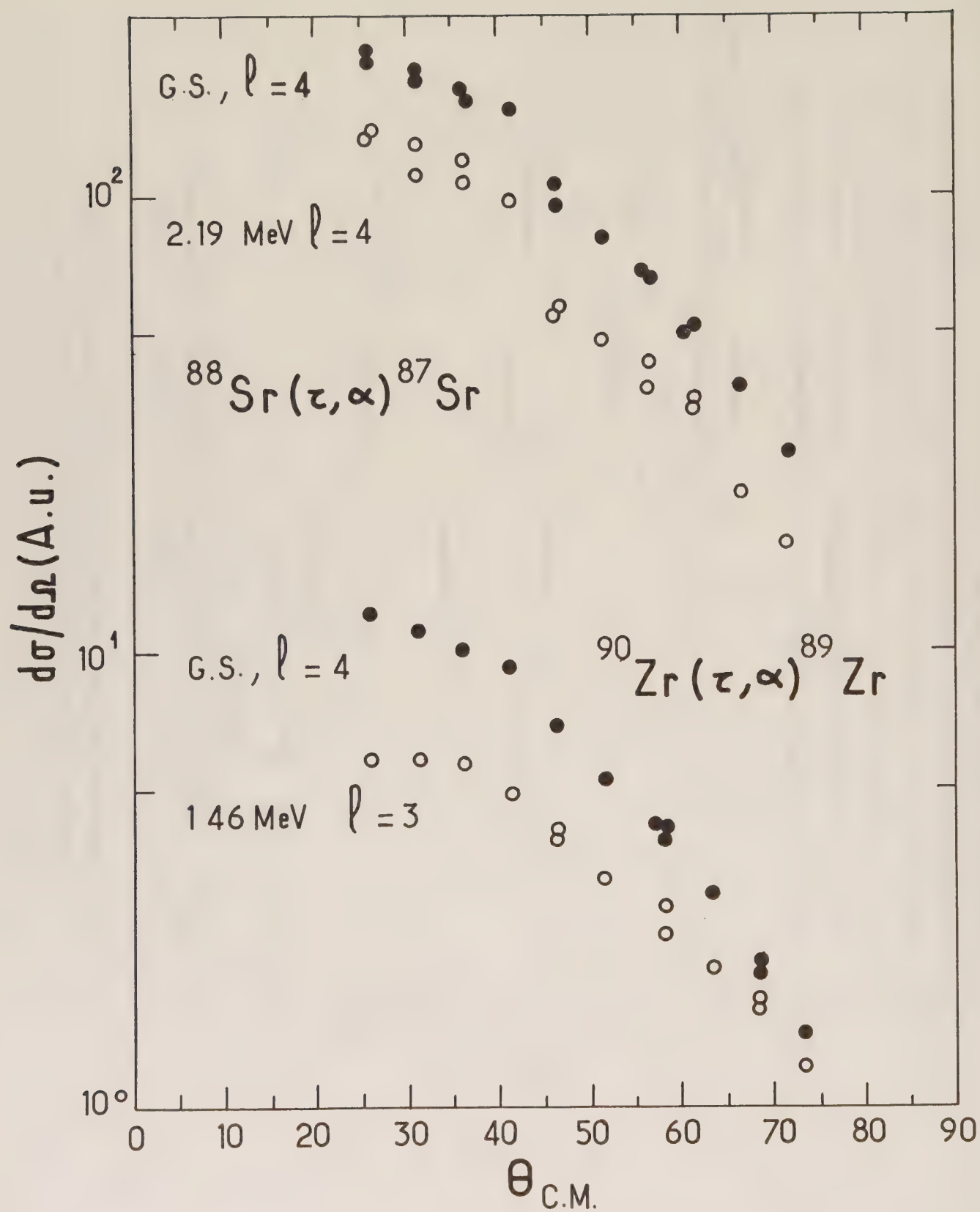


Fig.14 - Comparaison des distributions angulaires expérimentales $l = 4$ et $l = 3$ obtenues dans la réaction $^{90}\text{Zr}(^3\text{He}, \alpha)^{89}\text{Zr}$.

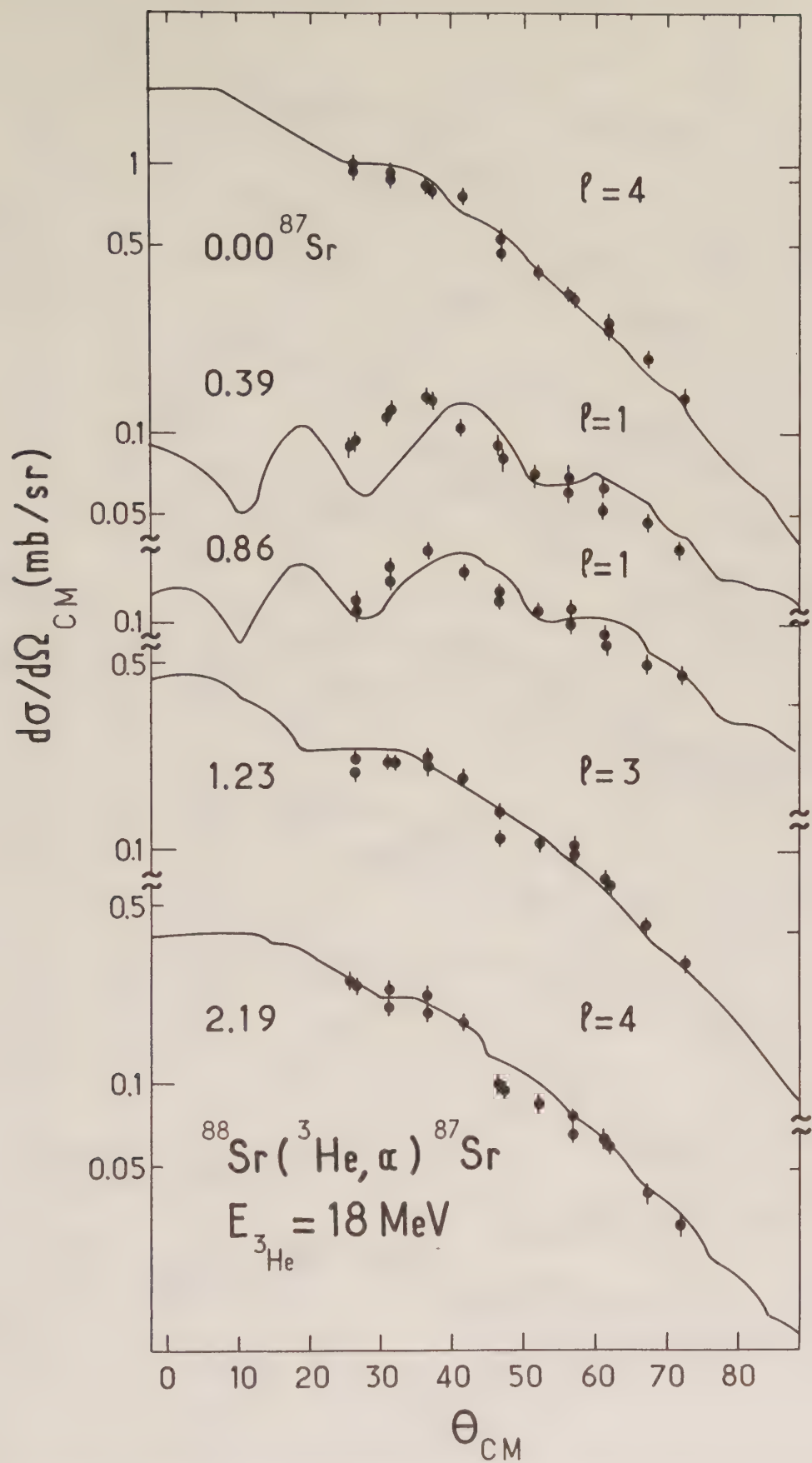


Fig.15 - Distributions angulaires relatives aux divers groupes de particules α observés dans la réaction $^{88}\text{Sr}(^3\text{He}, \alpha)^{87}\text{Sr}$. Les courbes représentent les prévisions théoriques de la DWBA.

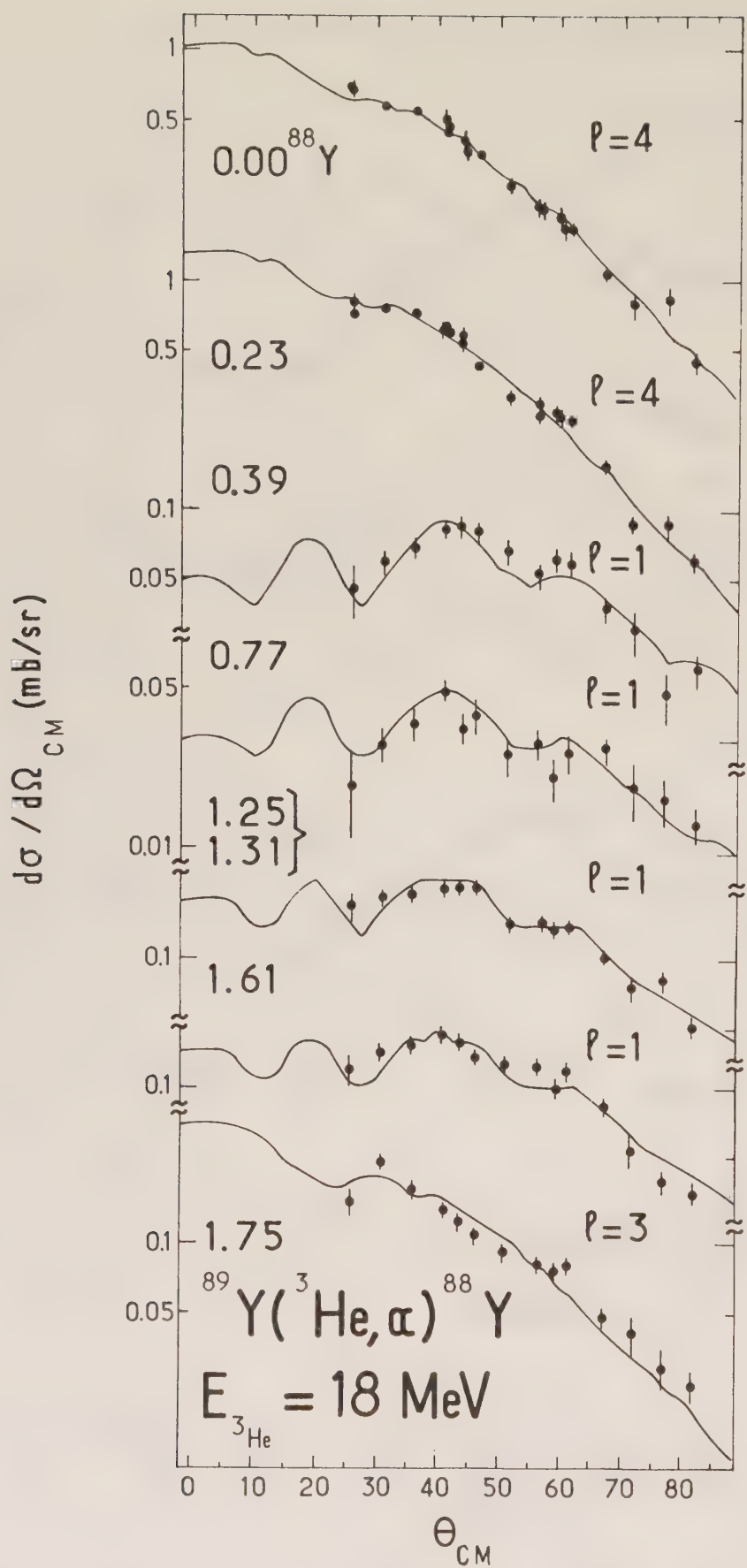


Fig.16 - Distributions angulaires relatives aux divers groupes de particules α observées dans la réaction $^{89}\text{Y}(^3\text{He}, \alpha)^{88}\text{Y}$. Les courbes représentent les prévisions théoriques de la DWBA.

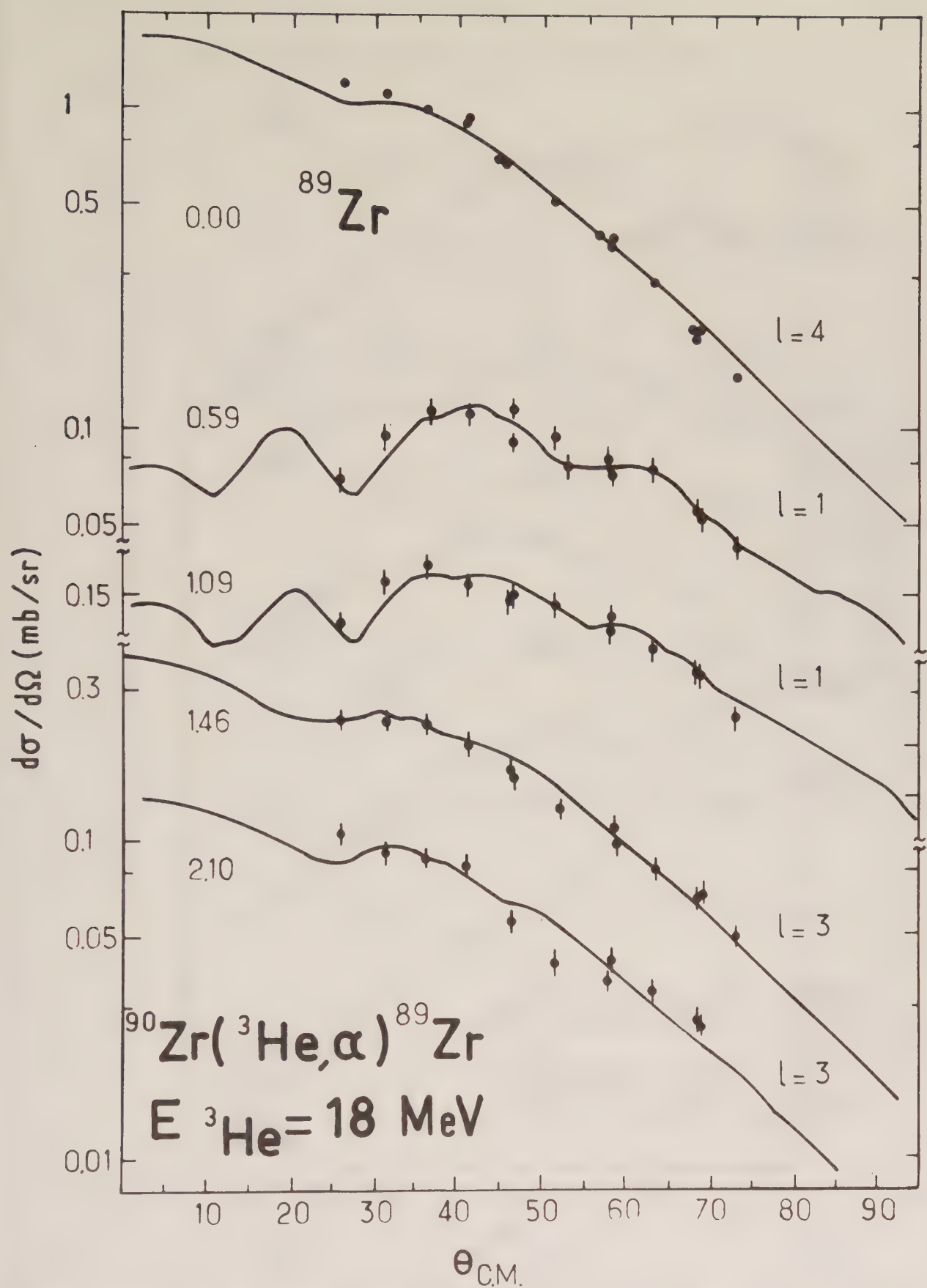


Fig.17 - Distributions angulaires relatives aux divers groupes de particules α observées dans la réaction $^{90}\text{Zr}(^3\text{He}, \alpha)^{89}\text{Zr}$. Les courbes représentent les prévisions théoriques de la DWBA.

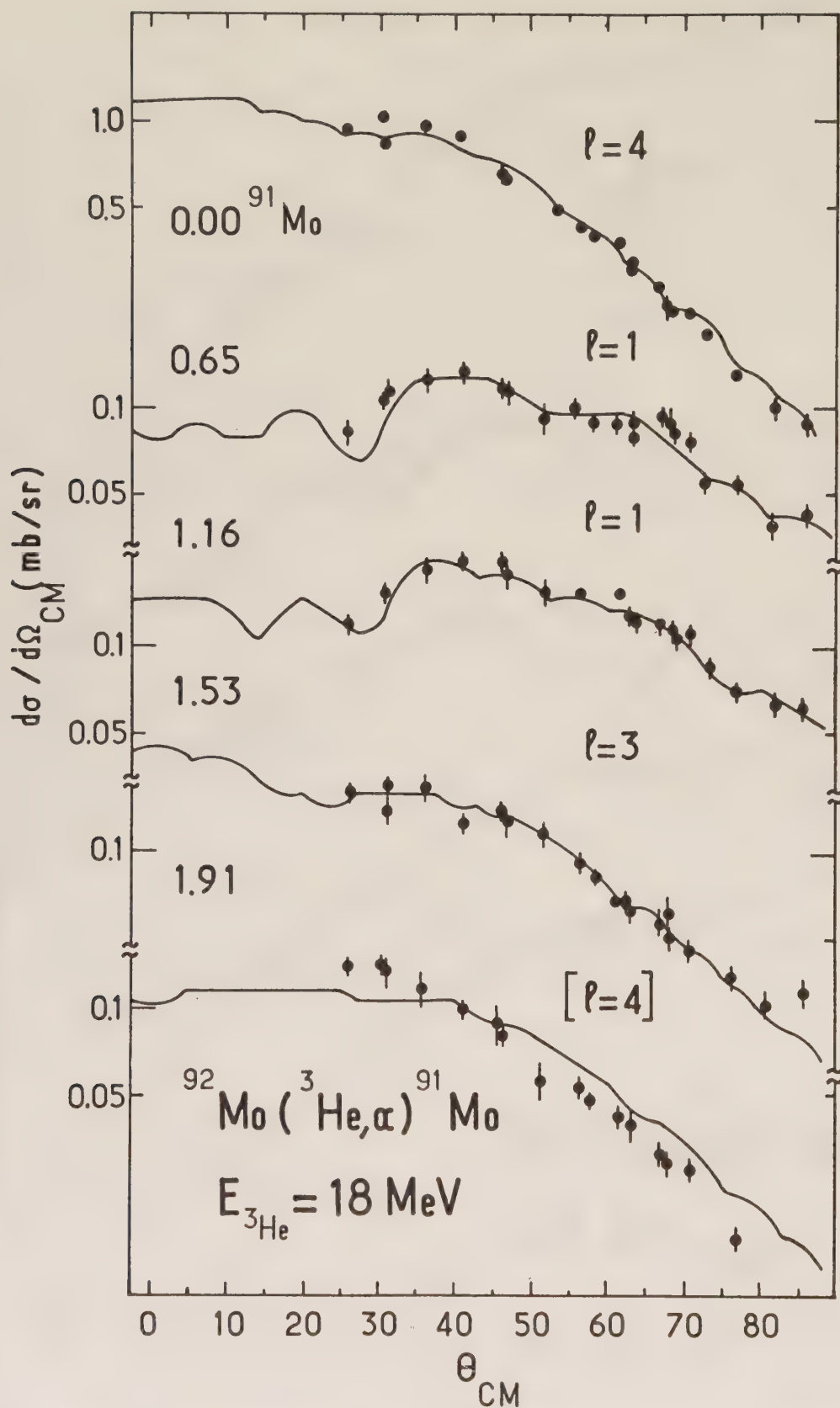


Fig.18 - Distributions angulaires relatives aux divers groupes de particules α observées dans la réaction $^{92}\text{Mo}(^3\text{He}, \alpha)^{91}\text{Mo}$. Les courbes représentent les prévisions théoriques de la DWBA.

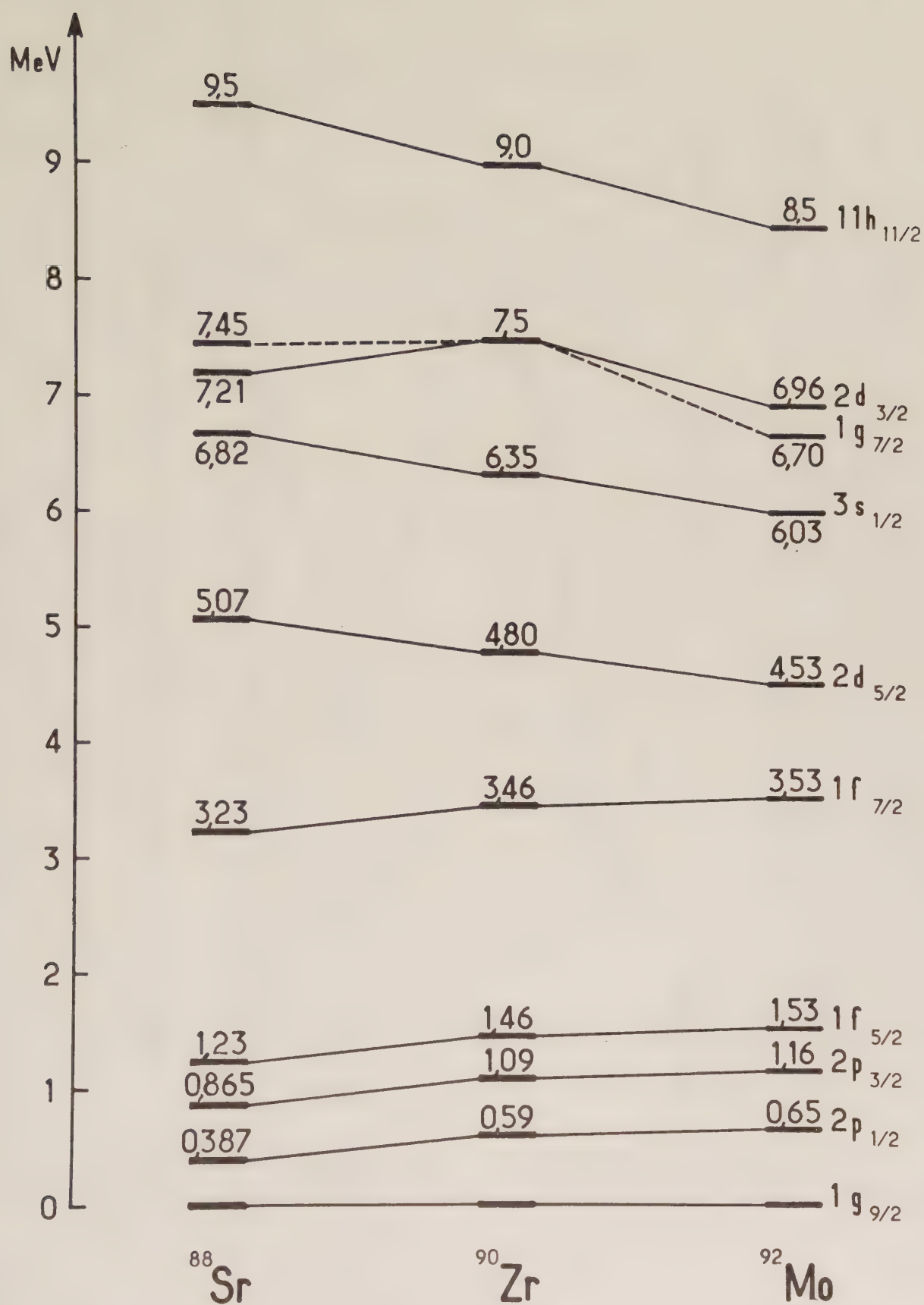


Fig.19 - Energies des états du type particule ou trou de neutron dans les isotones à 50 neutrons (section III-6).

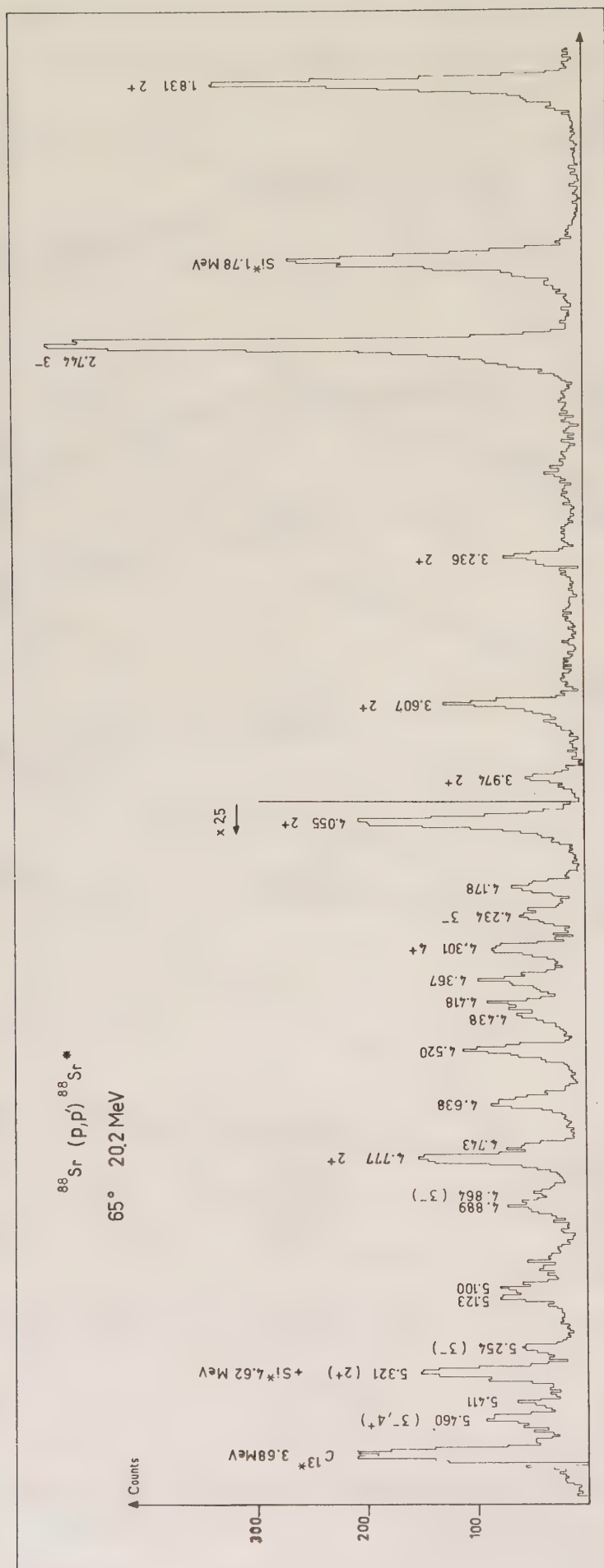


Fig.20 - Spectre des protons observé dans la réaction $^{88}\text{Sr}(p,p')^{88}\text{Sr}$.

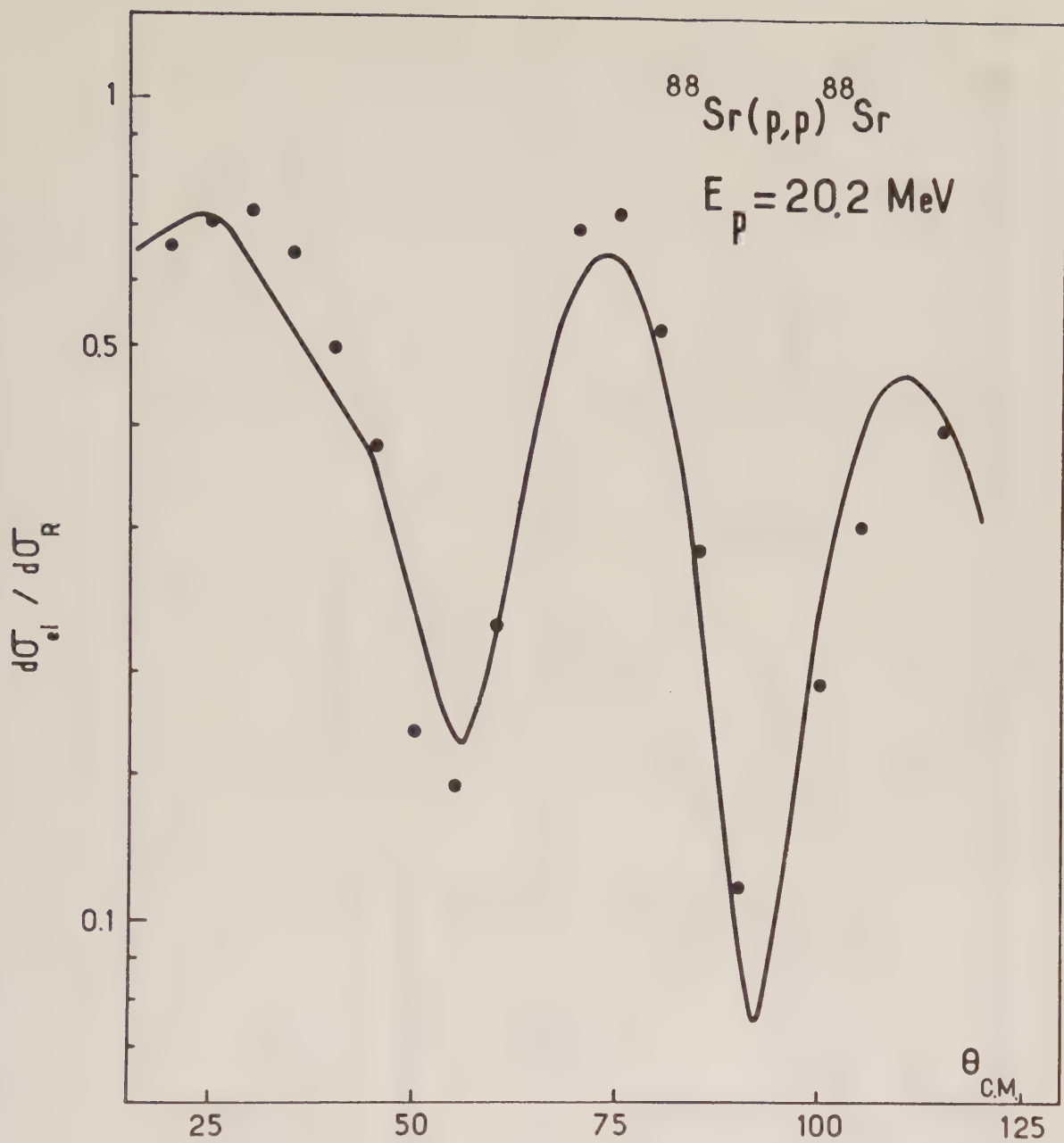


Fig.21 - Comparaison des sections efficaces différentielles élastiques mesurées à 20,2 MeV et calculées dans le cadre du modèle optique avec les paramètres du tableau II.

^{88}Sr



Fig.22 - Effets de l'extension de l'espace de configuration sur les taux de transition E.M. et $\Delta T = 0$ du premier état octupolaire de ^{88}Sr . Les valeurs relatives des carrés des éléments de matrice réduits des opérateurs $\frac{1}{2} \sum_i (1-\tau_i) r_i^3 Y_3(\hat{r}_i)$ et $\frac{1}{2} \sum_i r_i^3 Y_3(\hat{r}_i)$ sont portées en ordonnées ($B(E3)$ et $T_{\Delta T=0}$ respectivement) ; elles ont été calculées dans le cadre de la R.P.A. limitée aux espaces de configurations suivants : a) 2 quasi-particules de protons des couches au-dessous de 50 (2Q.P.) ; b) particule-trou de neutron et excitations à 2Q.P. de proton au-delà des couches fermées à 50 (coeur) et c) 2Q.P.+coeur. Les valeurs absolues sont données, à côté des intensités les plus importantes, en unité $e^2(\text{fm})^6$ pour $B(E3)$ et $(\text{fm})^6$ pour $T_{\Delta T=0}$.

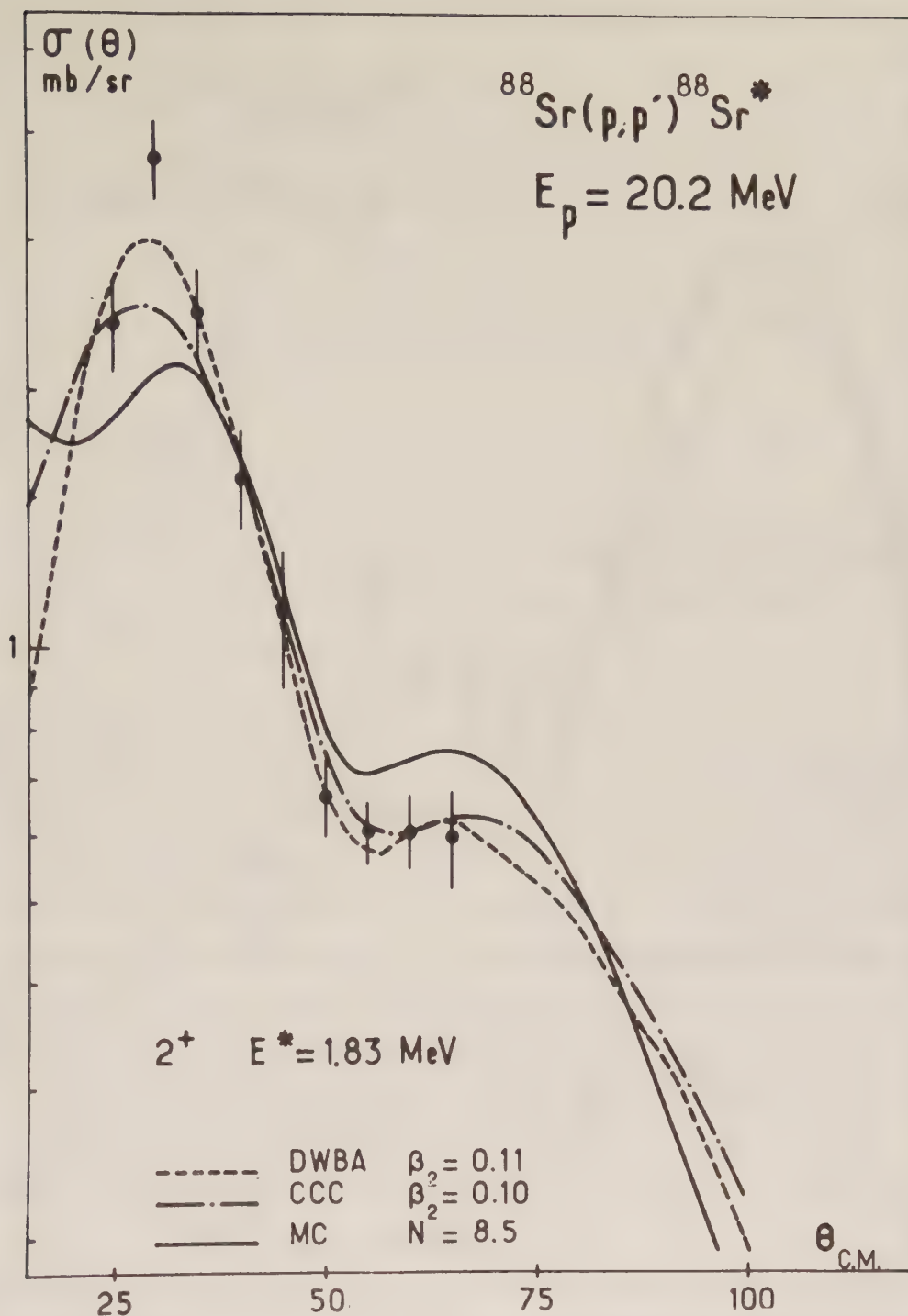


Fig.23 - La section efficace différentielle mesurée pour l'excitation de l'état 2^+ à 1,83 MeV est comparée au

- a) calcul DWBA effectué par le programme Julie ⁽²³⁾, ceci donne un paramètre de déformation $\beta_2 = 0,11$;
- b) calcul par équations couplées effectué par le programme JPI ⁽⁵⁴⁾, en couplant les états $0^+ - 2^+ - 3^-$, ceci donne $\beta_2 = 0,10$; et
- c) calcul microscopique utilisant une description BCS(IGE) + RPA de l'état 2^+ et un élément de matrice antisymétrisé pour l'amplitude de diffusion. Dans ce dernier cas, la section efficace calculée a été multipliée par 8,5.

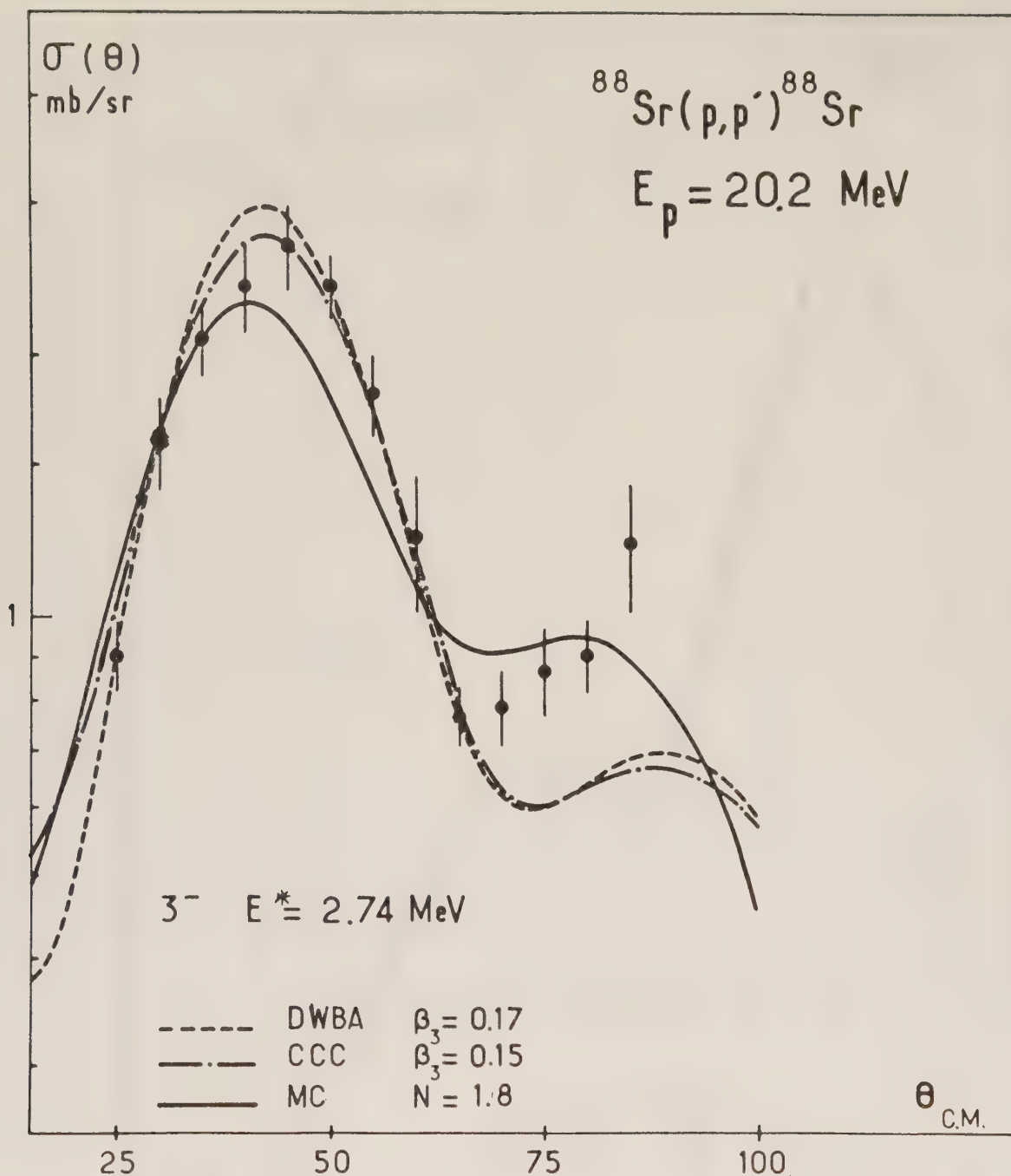


Fig.24 - La section efficace différentielle mesurée pour l'excitation de l'état 3^- à 2,74 MeV est comparée au

- a) calcul DWBA effectué par le programme Julie ⁽²³⁾, ceci donne un paramètre de déformation $\beta_3 = 0,17$;
- b) calcul par équations couplées effectué par le programme JPI ⁽⁵⁴⁾, en couplant les états $0^+ - 2^+ - 3^-$, ceci donne $\beta_3 = 0,15$; et
- c) calcul microscopique utilisant une description BCS(IGE) + RPA de l'état 3^- et un élément de matrice antisymétrisé pour l'amplitude de diffusion. Dans ce dernier cas, la section efficace calculée a été multipliée par 1,8.

APPENDICE A

DETECTION ET ANALYSE DES PARTICULES

Le circuit de détection et d'analyse des particules (deutons) est décrit schématiquement sur la figure 1 dont voici l'explication. Toutes les connexions sont adaptées sur l'impédance de 100 Ω , standard au CEA.

1 - LES DETECTEURS. Les blocs ΔE et E' représentent des détecteurs au silicium à barrière de surface (marque ORTEC). Ces détecteurs sont constitués essentiellement par un cylindre de silicium très pur dopé du type n, de quelques millimètres de diamètre et de quelques dizaines à quelques milliers de microns d'épaisseur ; dans notre cas $\Delta E \approx 400 \mu$ et $E' \approx 2000 \mu$. La "barrière de surface" est constituée par une couche extrêmement mince semi-conductrice de type p obtenue par oxydation et recouverte d'un dépôt d'or pour permettre le contact électrique. La tension de polarisation (50 à 500 V) appliquée entre la cathode (couche d'or) et l'anode (sur la face arrière) du cristal de silicium dégage les électrons libres d'une zone dite de "déplétion" dont l'épaisseur en microns est :

$$E_{\mu} \approx 0,5(\rho_n V_p)^{1/2}$$

où $\rho_n \approx 200\ 000$ ohm.cm est la résistivité du silicium et V_p la tension de polarisation en volts.

Le champ créé par la tension V_p sépare les porteurs libérés dans la zone de déplétion par le passage de la particule ionisante. Les porteurs sont créés à raison d'environ une paire électron-trou pour 3,6 eV d'énergie dissipée et ce, d'une manière pratiquement indépendante de l'énergie initiale et de la nature de la particule

ionisante, pourvu, évidemment, que le parcours de la particule soit inférieur à la profondeur de la zone déplétée et que la tension appliquée soit suffisante pour éviter les recombinaisons électron-trou. Le courant total résultant constitue l'information cherchée sur le nombre de porteurs, c'est-à-dire sur l'énergie de la particule détectée. Pour une perte d'énergie de 1 MeV, on a environ :

$$Q = 1,6 \times 10^{-19} \times 10^5 / 3,6 = 4,5 \times 10^{-14} \text{ C.}$$

Notons que le nombre N des porteurs libérés est entaché d'une erreur statistique $\Delta N = 2,36 E_0 (F/N)^{1/2}$. Si E_0 est l'énergie de la particule incidente en électrons-volts, $\bar{N} = E_0 / 3,6$ est le nombre moyen de paires électron-trou libérées et F le facteur de Fano⁽⁶⁶⁾ défini par :

$$\overline{(N - \bar{N})^2} = F \bar{N}.$$

Expérimentalement, on trouve $0,1 \lesssim F \lesssim 0,5$ pour les projectiles nucléaires du type p, d, ...⁽⁶⁶⁾. Cette fluctuation statistique sur le nombre des paires libérées est due aux processus étroitement liés d'ionisation et de production de phonons dans le cristal de silicium.

2 - LES PREAMPLIFICATEURS. Ce sont des préamplificateurs de charge (réalisés au SPNBE par le groupe de M. QUIDORT) dont la capacité dynamique d'entrée est $C = R \times 10^{-12} \text{ F}$. Ils délivrent une tension de sortie proportionnelle à la charge d'entrée :

$$V = \frac{Q}{C} = \frac{4,5 \times 10^{-14} \text{ C/MeV}}{5 \times 10^{-12} \text{ F}} \approx 10 \text{ mV/MeV.}$$

Le préamplificateur est placé aussi près que possible du détecteur pour diminuer les capacités parasites et les effets d'antenne des connexions. Les signaux de sortie ont un temps de montée de l'ordre de 10^{-9} à 10^{-8} s et le retour à zéro s'effectue en 10^{-4} s environ.

3 - LES AMPLIFICATEURS. Les amplificateurs utilisés sont des amplificateurs proportionnels du type A 1000 P/I, réalisés au SPNBE par le groupe de M. PAGES. Ils comportent un étage d'intégration $R_i C_i$ suivi d'un étage de différenciation $R_d C_d$ tels que $R_i C_i = R_d C_d = 10^{-6} \text{ s}$. Le gain de l'amplificateur ($G = 1000$) est ramené à environ 300 par le jeu des mises en forme. Nous les avons utilisés avec une dériva-

tion en tête de $RC = 10^{-6}$ s de manière à ramener plus rapidement à zéro les circuits actifs et éviter que le niveau moyen ne monte trop à taux de comptage élevé. Dans les conditions d'utilisation précédentes, les signaux de sortie des amplificateurs ont un temps de montée de l'ordre de 10^{-6} s ; le premier retour à zéro s'effectue également en 10^{-6} s et l'overshoot dure de 4 à 5×10^{-6} s. Pour éviter d'injecter des signaux parasites à l'entrée des amplificateurs, ceux-ci sont placés aussi près que possible des préamplificateurs.

Le circuit d'analyse est constitué par : i) un circuit somme (S) chargé de reconstituer un signal proportionnel à l'énergie totale $\Delta E + E'$ perdue par la particule, un codeur d'amplitude (CA 13) et un bloc mémoire (BM 96) ; ii) un circuit identificateur permettant de sélectionner les particules à étudier parmi toutes les particules détectées.

Les retards $R_1 = 0,6 \mu s$ permettent de centrer les signaux ΔE et E' sur l'impulsion MFSV ouvrant les portes linéaires (PL) et le retard $R_2 = 2,3 \mu s$ assure l'arrivée simultanée des signaux somme et porte à l'entrée du codeur d'amplitude.

4 - LA CHAÎNE IDENTIFICATION. Elle est constituée essentiellement par un dispositif de présélection (MFSV + portes linéaires), un circuit identificateur de type UDO (14), réalisé au SPNBE par MM. SOUCHERE et GARNIER, et un sélecteur à un canal (SA1C).

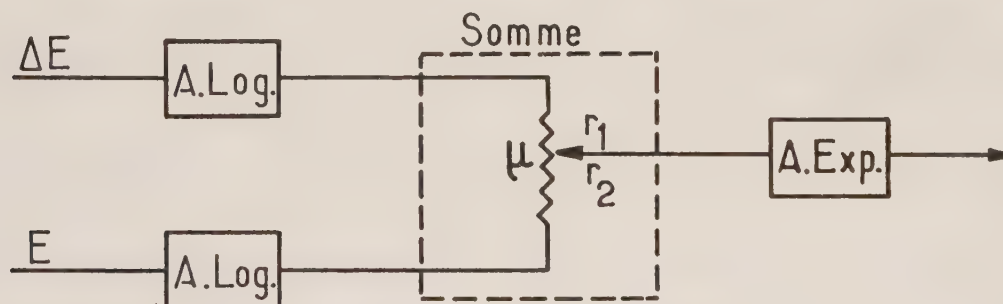
Le dispositif de présélection permet d'éliminer un grand nombre de signaux parasites provenant de coïncidences fortuites, ou non, entre les signaux ΔE et des signaux E' très faibles sans relation avec les particules à observer. Il est constitué par un circuit de mise en forme à seuil variable (MFSV), réalisé par M. SOUCHERE et fournissant, lorsque le signal d'entrée par la voie E' dépasse un certain seuil (5 à 6 MeV dans notre cas), un signal logique (7 volts et ≈ 3 à 4 μs) ouvrant les portes linéaires (PL).

L'identificateur proprement dit utilise les lois de la perte d'énergie des particules chargées dans la matière. En première approximation, et dans les cas non relativistes, l'énergie E_1 perdue par une particule de masse m , de charge z et d'énergie E est proportionnelle à $m z^2/E$. La perte d'énergie par unité de parcours est :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_e v^2} N Z \log \frac{2m_e v^2}{I_0 Z} = \frac{m z^2}{E} C$$

Dans un domaine d'énergie pas trop étendu, la quantité $C = \frac{2\pi e^4}{m_e} NZ \log \left(\frac{2m_e v^2}{I_0 Z} \right)$ dépend essentiellement des propriétés du matériau dans lequel s'arrêtent les particules à détecter. Pour le silicium, le nombre d'atomes par cm^3 est $N = 5,19 \times 10^{22}$, le numéro atomique $Z = 14$ et le potentiel moyen d'ionisation $I = I_0 Z = 172 \text{ eV}$. Le produit $E \cdot dE/dx$ est donc grossièrement proportionnel à mz^2 , c'est-à-dire dans les rapports 1, 2, 3, 12 et 16 et pour les protons, deutons, tritons, ^3He et α . En réalité, on ne peut pas mesurer la quantité dE/dx mais uniquement la perte ΔE dans le premier détecteur. Aussi, à partir des tables de parcours-énergie, a-t-on cherché des formules empiriques du type $(E' + \lambda \Delta E) \Delta E^\mu$ pour simuler une fonction des particules à détecter. Dans notre cas, nous avons pris, pour les paramètres, les valeurs $\lambda = 1$ et $\mu \propto r_2/r_1 \approx 0,7$.

Réalisation technique. Il s'agit essentiellement de réaliser le produit de deux signaux dont l'un est porté à la puissance μ . Pour ce faire, on additionne, dans une résistance $r_1 + r_2$, les logarithmes des signaux d'entrée et l'on repasse par un circuit exponentiel selon le schéma ci-dessous



Les deux amplificateurs logarithmiques sont maintenus à température constante de manière à conserver exactement les mêmes caractéristiques. L'amplitude des signaux de sortie de l'amplificateur exponentiel est une fonction des caractéristiques (m et z) des particules détectées.

Le sélecteur d'amplitude à un canal SA1C type 3 (réalisé au SPNBE par le groupe de M. PAGES) permet, comme son nom l'indique, d'obtenir un signal logique (7 volts, 1 μs) lorsqu'il est attaqué par un signal quelconque dont l'amplitude est comprise entre le seuil bas et le seuil haut. Ce signal logique sert à débloquent le codeur d'amplitude CA 13.

5 - LA CHAÎNE ENERGIE. Elle est constituée par un circuit somme (S), un codeur d'amplitude (CA 13) et un bloc mémoire (BM 96). Le circuit somme travaille à haut niveau (après les amplificateurs) pour éviter l'amplification des bruits propres au circuit somme. Le signal somme est analysé dans un codeur d'amplitude CA 13 Intertechnique dans lequel le codage de l'amplitude des impulsions s'effectue à partir de la décharge linéaire d'une capacité préalablement chargée à la tension à coder. Une horloge à 20 MHz délivre, pendant la durée de la décharge qui est proportionnelle à cette tension, un train d'impulsions dont le nombre exprimé en code binaire donne le numéro de la mémoire où stocker le signal. Ces signaux sont stockés dans un bloc mémoire de type BM 96 Intertechnique et, éventuellement, sur bande magnétique.

Note. Pour pouvoir contrôler et maintenir le taux d'empilements à des valeurs négligeables, nous avons utilisé un circuit ORTEC constitué par un "time pick off" (TPO) et un "inspector". Le TPO est un discriminateur travaillant sur les signaux rapides de faibles amplitudes sortant du détecteur à jonction qui fournit une impulsion pour chaque particule détectée. Ces signaux sont envoyés dans l'inspector qui analyse le temps séparant des impulsions successives. L'inspector fournit des impulsions "singles" lorsque le signal du détecteur est seul pendant au moins 2×10^{-6} s et une impulsion "inhibit" pour éventuellement bloquer un circuit lorsque ce signal est suivi par un autre signal à moins de 2×10^{-6} s d'intervalle. Il suffira de compter les impulsions d'entrée de l'inspector et les impulsions "inhibit" dans des échelles rapides et de faire en sorte que la proportion des signaux "inhibit" reste faible.

APPENDICE B

PROBLEMES STATISTIQUES LIES AU COMPTAGE DES PARTICULES

Nous nous proposons de répondre ici aux deux questions suivantes :

a) Pourquoi est-il difficile de détecter les particules aux angles, disons, inférieurs à 25 degrés ? b) Comment corriger le comptage observé pour tenir compte du temps mort de la chaîne d'analyse ? On suppose que le détecteur est exposé à un flux de particules se suivant d'une manière aléatoire au rythme moyen de n par seconde. On suppose donc, en particulier, que le faisceau fourni par l'accélérateur est peu, ou pas, pulsé.

Avant de répondre aux questions précédentes, il est commode de connaître la réponse à la question suivante : quelle est la probabilité $p_k(t)$ pour que k particules frappent le détecteur pendant une durée t ?

Nous utiliserons les identités évidentes :

$$p_0(0) = 1 \quad \text{et} \quad p_k(0) = 0 \quad \forall k \geq 1 \quad (\text{B.1})$$

$$p_0(dt) + p_1(dt) + p_2(dt) + \dots = 1 \quad \forall dt \quad (\text{B.2})$$

Dans l'hypothèse précédente, la probabilité d'arrivée d'une particule dans le détecteur pendant le temps dt est :

$$p_1(dt) = ndt \quad (\text{B.3})$$

La probabilité p_2 d'arrivée de deux particules est le produit des probabilités

d'arrivée d'une particule, c'est-à-dire un terme du second ordre devant p_1 . En s'arrêtant au terme du premier ordre dans (B.2), on a, avec (B.3) :

$$p_0(dt) = 1 - ndt. \quad (B.4)$$

Le développement de Taylor de $p_0(t+dt)$ au premier ordre donne :

$$p_0(t+dt) = p_0(t) + \frac{dp_0(t)}{dt} dt. \quad (B.5)$$

L'indépendance des événements dans le détecteur permet d'écrire également :

$$p_0(t+dt) = p_0(t)p_0(dt) = p_0(t) (1-ndt). \quad (B.6)$$

Les relations (B.5) et (B.6) conduisent à l'équation différentielle :

$$\frac{dp_0}{dt} = - np_0 \quad (B.7)$$

dont la solution, compte tenu de (B.1), est :

$$p_0(t) = e^{-nt}. \quad (B.8)$$

Pour $k \geq 1$, l'additivité des probabilités élémentaires toutes également possibles donne :

$$p_k(t+dt) = p_k(t) p_0(dt) + p_{k-1}(t) p_1(dt) + \dots + p_0(t)p_k(dt) \quad (B.9)$$

soit, au premier ordre :

$$p_k(t+dt) = p_k(t)(1-ndt) + p_{k-1}(t)ndt. \quad (B.10)$$

Le développement de Taylor arrêté au premier ordre donne :

$$p_k(t+dt) = p_k(t) + \frac{dp_k}{dt} dt. \quad (B.11)$$

Les relations (B.10) et (B.11) conduisent à l'équation différentielle :

$$\frac{dp_k}{dt} + np_k = np_{k-1}. \quad (B.12)$$

En résolvant pour $k = 1$, puis $k = 2$, etc ..., on obtient la distribution de Poisson :

$$p_k(t) = \frac{(nt)^k}{k!} e^{-nt}. \quad (\text{B.13})$$

Pour répondre à la première question, relative à la difficulté de prolonger la distribution angulaire aux angles inférieurs à environ 25° , nous considérons l'exemple de la diffusion des particules ^3He de 18 MeV sur une cible de ^{90}Zr de $0,5 \text{ mg/cm}^2$ d'épaisseur. On sait qu'aux petits angles la diffusion coulombienne est prépondérante. Avec un faisceau incident de 20 nA, et un détecteur d'angle solide $\Delta\Omega = \pi/900$, on obtient $n(\theta)$ particules par seconde dans le détecteur

θ	$n(\theta)$
5	6 760 000
10	424 000
15	84 000
20	27 000
25	11 000
30	5 500

Les signaux de détection s'étalent sur environ $2 \mu\text{s}$ dans les amplificateurs utilisés et nous voulons éviter que deux signaux se superposent dans cet intervalle de temps (empilement). La probabilité d'un empilement simple p_e (superposition de deux signaux seulement) est égale à la probabilité pour qu'il n'y ait pas d'impulsion pendant au moins $2 \mu\text{s}$, multipliée par la probabilité pour qu'il y ait deux impulsions dans les $2 \mu\text{s}$ suivantes :

$$p_e(2\tau) = p_0(\tau) p_2(\tau) = e^{-n\tau} \times \frac{1}{2}(n\tau)^2 e^{-n\tau}. \quad (\text{B.14})$$

Pour $\tau = 2\mu\text{s}$ et $n(\theta) = 10^4$	$p_e \approx 2 \times 10^{-4}$
$n(\theta) = 3 \times 10^4$	$p_e \approx 2 \times 10^{-3}$.

Le nombre d'empilements par seconde est respectivement $N_e \approx 50$ et $N_e \approx 500$. Ces empilements sont répartis uniformément sur les 1000 canaux du sélecteur, soit respectivement environ 1 et 10 coups tous les 5 canaux. Ces chiffres sont à comparer au taux de comptage, obtenu avec les sections efficaces de réactions usuelles de l'ordre de 1 mb/sr correspondant à un taux de comptage environ 10^4 fois plus faible que le taux de comptage dû à la diffusion coulombienne à 25° . Ainsi, le taux d'empilement est du même ordre que le taux de comptage à 25° et 10 fois plus fort que

celui-ci à 20°, d'où l'impossibilité de la mesure. Déjà, à 25°, il est nécessaire, non seulement de réduire l'intensité du faisceau mais, si possible, également l'épaisseur de la cible et l'angle solide du détecteur. Ceci, indépendamment du fait qu'un détecteur à jonction voit sa résolution fortement diminuée après détection d'environ 10^8 particules et se détériore très rapidement aux petits angles.

Considérons maintenant le problème de la correction du temps mort de la chaîne d'analyse. La solution générale de ce problème conduit à des processus Markoviens non-linéaires ⁽⁶⁸⁾. Nous donnerons uniquement ici la formule de correction utilisée dans le présent travail.

Une chaîne d'analyse est insensible à une impulsion qui se présente pendant son temps mort, c'est-à-dire pendant l'analyse d'une impulsion précédente. Aussi, le nombre de particules enregistrées N_e est-il toujours inférieur au nombre de particules détectées N_d . Si l'on désigne par N_p le nombre d'impulsions perdues, on a : $N_d = N_e + N_p$.

Dans la chaîne utilisée le temps mort du convertisseur $\tau \approx 100 \mu s$ est grand devant le temps mort des autres éléments qui peut être négligé. On supposera également que ce temps mort τ est fixe et grand devant la durée t des mesures. On désigne par $N(t)$ le nombre d'impulsions pendant le temps t et par $\bar{N}(t)$ sa valeur moyenne dans le temps, $\bar{N}(t) = nt$ où n est le nombre moyen d'impulsions par unité de temps. Le temps mort total est :

$$T_m = N_e \tau \quad \text{et} \quad \bar{T}_m = \bar{N}_e \tau. \quad (B.15)$$

Donc, le nombre moyen d'impulsions perdues est :

$$\bar{N}_p = n_e \bar{T}_m = n_e \bar{N}_e \tau \quad (B.16)$$

et

$$\bar{N}_d = \bar{N}_e + \bar{N}_p = \bar{N}_e (1 + n_e \tau), \quad (B.17)$$

soit, puisque $n_e \tau = \bar{N}_p / \bar{N}_e$.

$$\bar{N}_d = \bar{N}_e \left(1 + \frac{\bar{N}_p}{\bar{N}_e}\right) = \bar{N}_e \left(\frac{\bar{N}_d}{\bar{N}_d - \bar{N}_p}\right) \approx \bar{N}_e \left(1 + \frac{\bar{N}_p}{\bar{N}_d}\right). \quad (B.18)$$

Ceci n'est évidemment valable que si $\tau \ll t$, c'est-à-dire également si $\bar{N}_p \ll \bar{N}_e$ ou $\bar{N}_d \approx \bar{N}_e$. L'application pratique de cette relation peut être réalisée de la manière suivante. L'ensemble des impulsions N_d est dirigé vers deux échelles de comptage rapides. L'une compte toutes les impulsions N_d , l'autre compte ces mêmes impulsions N_d mais uniquement pendant le temps mort du convertisseur et affiche par conséquent le nombre N_p . Le facteur de correction est $(1 + \bar{N}_p/\bar{N}_d)$.

APPENDICE C

ANALYSE DES REACTIONS DIRECTES

1 - L'APPROXIMATION DE BORN AVEC ONDES DEFORMEES OU DWBA.

Les réactions nucléaires $A(a,b)B$ peuvent être décrites simplement dans le cadre de deux modèles extrêmes entre lesquels, bien entendu, se place le processus physique réel. Par opposition au modèle du noyau composé, le modèle des réactions directes suppose une interaction projectile-cible dont la durée est comparable au temps de transit normal du projectile à travers le noyau et ne fait intervenir qu'un petit nombre de degrés de liberté du système. En d'autres termes, l'interaction perturbe peu la cible, la diffusion élastique est le processus dominant et les fonctions d'onde décrivant le noyau cible et le noyau résiduel ont un recouvrement important. Ces hypothèses sont justifiées dans les réactions utilisées dans le présent travail, tout au moins dans le domaine angulaire considéré pour les distributions angulaires.

Les quelques degrés de liberté du système intervenant dans les réactions directes peuvent décrire soit le mouvement d'une particule individuelle, ce que l'on utilise habituellement pour les réactions de transfert d'un nucléon, soit un mouvement collectif du noyau, ce que l'on utilise pour les réactions de diffusion inélastique. On peut ainsi traiter l'interaction comme une perturbation du processus de diffusion élastique, lui-même très bien décrit par le modèle optique.

La section efficace différentielle de la réaction $A(a,b)B$ s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_i \mu_f}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_i}{k_f} \frac{1}{(2J_A+1)(2J_a+1)} \sum_{\Gamma_A \Gamma_B \Gamma_a \Gamma_b} |T_{if}|^2$$

où μ et k sont respectivement la masse réduite et le moment relatif des voies initia-

le (i) et finale (f), J_x le spin total de la particule x et Γ_x sa projection sur l'axe de quantification.

Dans le cadre des hypothèses précédentes, l'amplitude de transition T_{if} s'écrit

$$T_{if} = J \int d\vec{r}_i \int d\vec{r}_f \chi_f^{(-)*}(\vec{k}_f, \vec{r}_f) \langle Bb | V | Aa \rangle \chi_i^{(+)}(\vec{k}_i, \vec{r}_i).$$

J est le jacobien de la transformation des coordonnées du centre de masse aux coordonnées relatives r_i et r_f . Les fonctions d'onde relatives $\chi_i^{(+)}$ et $\chi_f^{(-)}$ sont des ondes déformées décrivant la diffusion élastique des particules ponctuelles a et b par les noyaux A et B. La réaction est considérée comme une transition entre deux états de diffusion élastique, alors que dans un modèle exact, $\chi_f^{(-)}$, par exemple, serait remplacée par une fonction d'onde tenant compte des voies inélastiques ouvertes à la particule b.

En pratique, les ondes déformées χ sont obtenues comme solution de l'équation de Schrödinger dont le potentiel est la somme d'un potentiel coulombien V_c et d'un potentiel nucléaire du modèle optique V_{opt}

$$[\nabla^2 + k^2 - \frac{2\mu}{\hbar^2} (V_c + V_{opt})] \chi(\vec{k}, \vec{r}) = 0,$$

où μ est la masse réduite des particules de la voie et $\hbar k$ le moment linéaire du projectile. Le potentiel coulombien est simulé par celui d'une sphère uniformément chargée de rayon $R_c = r_c A^{1/3}$

$$V_c = \frac{ZZ'e^2}{r} \quad \text{pour } r > R_c$$

$$= \frac{ZZ'e^2}{2R_c} \left(3 - \frac{r^2}{R_c^2} \right) \quad \text{pour } r \leq R_c$$

où ZZ' est le produit des charges des particules en présence dans la voie. Le potentiel optique $V_{opt}(r)$ est de la forme :

$$V_{opt}(r) = -Vf(r, r_r, a_r) - iWf(r, r_i, a_i) + i4a_i W \frac{d}{dr} f(r, r_i, a_i) + V_{so} \left(\frac{\hbar}{m_{\pi} c} \right)^2 \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{r}}{r} \frac{d}{dr} f(r, r_{so}, a_{so})$$

où la fonction de Woods-Saxon est :

$$f(r, r_o, a) = 1/(1 + \exp[(r - r_o A^{1/3})/a]).$$

Un choix convenable des profondeurs de puits (V, W, W_D, V_{so}), des rayons d'action (r_r, r_i, r_{so}, r_c) et les diffusivités (a_r, a_i, a_{so}) permet de décrire les diffusions élastiques dans les voies d'entrée et de sortie dans le cadre du modèle optique.

Pour achever le calcul de l'amplitude de transition T_{if} , nous devons spécifier le type de réaction considéré et choisir un modèle susceptible de décrire l'interaction entre le projectile et la cible qui provoque la réaction observée. En général, on néglige les contributions dues aux échanges possibles entre les nucléons du projectile et ceux de la cible. L'antisymétrisation des fonctions d'onde permet de calculer cette contribution qui influe assez peu sur la forme de la distribution angulaire mais joue un rôle non négligeable dès que l'on veut calculer les valeurs absolues des sections efficaces.

1-1. Diffusion inélastique. Dans le cas de la diffusion inélastique, b est identique à a , B est simplement un état excité de A et l'intégrale de l'amplitude de transition n'est fonction que d'une seule variable r . Les calculs ont été effectués jusqu'à présent en supposant qu'aucun transfert de spin n'a lieu pendant l'interaction. Cette nouvelle hypothèse est justifiée par le fait que l'amplitude du terme avec retournement de spin est faible devant celle du terme indépendant de spin. Dans ce cas l'interaction peut se développer en multipôles

$$V(\vec{r}, \xi) = \sum_{\ell\lambda} V_{\ell\lambda}(r, \xi) [i^\ell Y_\ell^\lambda(\hat{r})]^*.$$

L'inversion de ce développement donne :

$$V_{\ell\lambda}(r, \xi) = i^\ell \iiint V(\vec{r}, \xi) Y_\ell^\lambda(\hat{r}) d\hat{r}.$$

En appliquant le théorème de Wigner-Eckart à l'élément de matrice de l'amplitude de transition, on obtient :

$$\langle Bb | V | Aa \rangle = \langle J_f \Gamma_f | V | J_i \Gamma_i \rangle = \sum_{\ell} \begin{pmatrix} J_i & \ell & J_f \\ \Gamma_i & \lambda & \Gamma_f \end{pmatrix} [i^\ell Y_\ell^\lambda(\hat{r})]^* \langle J_f || V_\ell || J_i \rangle \sqrt{2s_a + 1},$$

où J_i et J_f désignent les spins des états initial et final et Γ_i, Γ_f leur projection sur l'axe de quantification. Ainsi, le moment orbital ℓ est transféré à la cible par le multipôle d'ordre ℓ de ce développement ; le changement de parité est $(-1)^\ell$,

celui de Y_{ℓ}^{λ} , et le coefficient de couplage assure la conservation du moment angulaire. Le calcul de l'élément de matrice réduit requiert un modèle pour décrire l'interaction V et les fonctions d'onde nucléaires. Les modèles collectifs du noyau en présentent deux aspects, rotationnel et vibrationnel, pour lesquels le calcul, que l'on arrête généralement au premier ordre, donne des résultats identiques. Dans le cas des vibrations, par exemple, l'interaction engendre les oscillations d'un puits de potentiel déformé. Dans un système d'axe fixe, la surface du noyau est décrite par :

$$R(\theta, \phi) = R_r \left[1 + \sum_{kq} a_{kq} V_k^q(\theta, \phi) \right].$$

On obtient les vibrations de la surface en supposant que les coefficients a_{kp} sont des variables dynamiques (71)

$$a_{kq} = \left(\frac{\hbar \omega_k}{2C_k} \right)^{1/2} [b_{kq} + (-1)^q b_{k-q}^*],$$

où b_{kq} et b_{kq}^* sont les opérateurs de création et d'annihilation de phonons (bosons) de polarité 2^k portant un moment angulaire k , de projection q sur l'axe quantique z . L'énergie de chaque phonon est $\hbar \omega_k$ et le paramètre C_k mesure la force de rappel. La déformation du puits s'obtient en écrivant $V = V(r-R(\theta, \phi))$ dont le développement de Taylor autour du point R_r est :

$$V_{\ell\lambda} = V_{\ell\lambda}(r-R_r) - \delta R \frac{d}{dr} V_{\ell\lambda}(r-R_r) + \dots$$

avec $\delta R = R_r \sum_{kq} a_{kq} Y_k^q(\theta, \phi)$.

Le premier terme du développement peut être identifié au potentiel sphérique responsable de la diffusion élastique et des ondes déformées. Le second terme représente l'interaction responsable de la diffusion inélastique. Ainsi, au premier ordre,

$$V_{\ell\lambda} = i^{\ell} R_r \left[\frac{d}{dr} V_{\ell\lambda}(r-R_r) \right] a_{kq}^*.$$

On ne considère que des cibles paires dont l'état fondamental de spin zéro est un état à zéro phonon. L'interaction $V_{\ell\lambda}$ apporte un phonon de polarité 2^{ℓ} dont l'élément de matrice est :

$$\langle J_f = \ell || V_\ell || J_i = 0 \rangle = A_\ell F_\ell(r)$$

avec

$$A_\ell = -i^\ell \frac{R_r V}{a_r} \left(\frac{\hbar \omega_\ell}{2C_\ell} \right)^{1/2}$$

$$F_\ell(r) = \frac{d}{dx_r} \frac{1}{e^{x_r} + 1}$$

où V et R_r sont respectivement la profondeur et le rayon du puits de potentiel réel, a_r sa diffusivité et $x_r = (r - R_r)/a_r$. L'intensité de la transition due à l'excitation d'un phonon est la même que pour une excitation de rotation de déformation équivalente :

$$\beta_\ell^2 = (2\ell + 1) \left(\frac{\hbar \omega_\ell}{2C_\ell} \right).$$

Si l'on déforme également la partie imaginaire du potentiel, la relation correspondante est :

$$A_\ell F_\ell(r) = i^\ell \frac{\beta_\ell}{\sqrt{2\ell + 1}} \left[\frac{VR_r}{a_r} \frac{d}{dx_r} \left(\frac{1}{1 + e^{x_r}} \right) + i \frac{WR_i}{a_i} \frac{d}{dx_i} \left(\frac{1}{1 + e^{x_i}} \right) \right]$$

L'interaction coulombienne peut être également introduite en ajoutant un terme en $1/r^{\ell+1}$ au potentiel nucléaire V_ℓ . Il est clair que, seul, le terme $F_\ell(r)$ reste dans l'intégrale finale ; l'élément de matrice nucléaire apparaît ainsi comme le produit du facteur de forme $F_\ell(r)$ par une amplitude A_ℓ proportionnelle à la déformation du noyau. Finalement, l'expression de la section efficace est :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2J_B + 1}{2J_A + 1} 2 \cdot 10^{-4} \sum_\ell |A_\ell|^2 \sigma_\ell(\theta),$$

où $\sigma(\theta)$ est la section efficace réduite calculée par le programme Julie (23) et

$$A_\ell = i^\ell \frac{1}{\sqrt{2\ell + 1}} \left(\frac{\beta_\ell R_r V}{a_r} \right).$$

Soit, pour l'excitation d'un noyau pair-pair dans un état $J = \ell$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (0 \rightarrow J) = 2 \cdot 10^{-4} \beta_\ell^2 \left(\frac{V R_r}{a_r} \right)^2 \sigma_\ell(\theta).$$

La section efficace est normalisée de manière que la correspondance entre le paramètre

tre de déformation β_ℓ et la probabilité de transition électromagnétique $B(E\ell)$ soit ⁽⁵³⁾ :

$$B(E\ell)_{0 \rightarrow J=\ell} = \left(\frac{3}{4\pi} Z e R_c^\ell \right)^2 \beta_\ell^2,$$

relation que l'on obtient en supposant une distribution de charge uniforme de rayon R_c soumise à la déformation β_ℓ .

1-2. Les réactions de transfert d'un nucléon. Pour calculer l'élément de matrice $\langle Bb | V | Aa \rangle$ nous devons expliciter la réaction considérée. Soit une réaction de stripping dans laquelle x est la particule transférée du projectile a à la cible A . L'interaction est limitée habituellement au terme $V(r_{xb}, \xi_x, \xi_b)$ où r_{xb} est la distance entre les particules x et b , et ξ leur coordonnée interne dans a . Ainsi,

$$\langle Bb | V | Aa \rangle = \int \psi_B(\xi_A, \xi_x, r_{xA}) \psi_b(\xi_b) V(r_{xb}, \xi_b, \xi_x) \psi_A(\xi_A) \psi_a(r_{xb}, \xi_x, \xi_b) d\xi$$

où r_{xA} et r_{xb} sont des fonctions linéaires de r_i et r_f et ξ les variables internes. Le coeur de B , c'est-à-dire le noyau A "polarisé" par la présence du nucléon capturé x , n'est évidemment pas le même que le noyau A libre. L'intégration sur ξ_A , donnant le recouvrement de la fonction d'onde ψ_A et de la fonction d'onde du coeur de B , peut se calculer en développant ψ_B en un produit antisymétrisé de ψ_A et ψ_x . Cette intégrale est en général trop compliquée et l'on préfère utiliser précisément le résultat expérimental pour déterminer ce facteur multiplicatif de la section efficace, que l'on désigne sous le nom de facteur spectroscopique, noté $S(J_A + j, J_B)$ pour une réaction de stripping.

L'amplitude de transition n'en reste pas moins une intégrale à 8 dimensions. L'approximation suivante consiste à supposer une interaction de portée nulle $V(r_{xb}, \xi_b, \xi_x) = V(\xi_b, \xi_x) \delta(r_{xb})$. L'intégration sur les variables internes ξ_b et ξ_x est alors immédiate dès que l'on a choisi un modèle pour décrire les fonctions propres ψ_a , ψ_b et ψ_x . R.H. Bassel a publié ⁽²⁹⁾ le résultat de cette intégration pour la réaction $({}^3\text{He}, d)$ et il a donné ⁽³⁷⁾ une estimation de l'intégrale relative à la réaction $({}^3\text{He}, \alpha)$. Toutefois, comme ce calcul résulte d'une hypothèse sur le modèle décrivant les fonctions ψ_a , ψ_b et ψ_x , on peut laisser indéterminé ce coefficient multiplicatif de la section efficace, noté habituellement N , et le déterminer en comparant les sections efficaces expérimentales et calculées pour des réactions où le facteur spectroscopique S est connu d'après l'étude spectroscopique des noyaux A et B .

Le calcul de l'amplitude de transition se réduit maintenant à une intégrale à

trois dimensions sur $\vec{r}_{xA}$ que l'on peut calculer après avoir choisi un modèle pour décrire la fonction d'onde de la particule liée. Cette fonction d'onde, ou facteur de forme, est en général une fonction d'onde du modèle des couches décrivant le mouvement relatif de x dans le puits de potentiel de A . Ce puits est un puits de Woods-Saxon dont la profondeur est calculée de manière à lier la particule x avec une énergie égale à son énergie de séparation expérimentale. Le résultat final pour une réaction de stripping s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = N \frac{2J_B+1}{2J_A+1} \sum_{\ell j} S(J_A+j, J_B) \sigma(\ell, j, \theta).$$

$\sigma(\ell, j, \theta)$ est la section efficace "réduite" calculée selon le schéma précédent ; ce calcul est détaillé dans les références (13) et (23). Comme dans le cas de la diffusion inélastique, le changement de parité dans la réaction est donné par $\pi_B = (-1)^\ell \pi_A$. La section efficace, pour une réaction de pick-up, se déduit de la précédente par application de la loi de la balance détaillée ou de microréversibilité (69)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = N \sum_{\ell j} S(J_A, J_B + j) \sigma(\ell, j, \theta).$$

2 - LA METHODE DES EQUATIONS (OU DES ONDES) COUPLEES.

Dans la DWBA, la réaction est considérée comme une transition entre deux états de diffusion élastique. La méthode des ondes couplées a pour but de remplacer l'onde de diffusion dans l'une des voies, la voie de sortie par exemple, par une fonction tenant compte de certaines voies inélastiques ouvertes.

Soit E l'énergie incidente, dans le système du centre de masse, d'un projectile x , de spin $\vec{s}$, sur une cible A et considérons un processus de diffusion inélastique. Les différents états $(n) = (E_n, I_n, \pi_n)$ de la cible sont décrits par les fonctions d'onde $\phi_n(\xi) = \phi_{I_n}^{M_n}(\xi)$ telles que $H_A \phi_n = E_n \phi_n$. A chacun de ces états correspond une "voie" dans laquelle le mouvement orbital du projectile par rapport à la cible ℓ_n et son spin total j_n sont reliés par $\vec{j}_n = \vec{\ell}_n + \vec{s}$. Dans chacune de ces voies, les quantités conservées sont le spin total du système J_n et sa parité Π_n

$$\vec{J}_n = \vec{I}_n + \vec{j}_n \quad \text{et} \quad \Pi_n = \pi_n (-1)^{\ell_n}.$$

Il est commode de développer la fonction d'onde totale $\psi(\xi, \vec{r})$ sur une base de fonctions ayant un bon moment angulaire

$$\psi(\xi, \vec{r}) = r^{-1} \sum_n \psi_{J_n \Gamma_n}(\xi, \hat{r}) \phi_{n J_n}(r)$$

où

$$\psi_{J_n \Gamma_n}(\xi, \hat{r}) = \sum_{\gamma_n M_n} \begin{pmatrix} j_n & I_n & J_n \\ \gamma_n & M_n & \Gamma_n \end{pmatrix} Y_{\ell_n j_n \gamma_n}(\hat{r}) \phi_{I_n}^{M_n}(\xi).$$

Y est la fonction propre du moment angulaire total du projectile dans la voie n

$$Y_{\ell_n j_n \gamma_n}(\hat{r}) = \sum_{\lambda_n \sigma_n} \begin{pmatrix} \ell_n & s & j_n \\ \lambda_n & \sigma_n & \gamma_n \end{pmatrix} i^{\ell_n} Y_{\ell_n}^{\lambda_n}(\hat{r}) \chi_s^{\sigma_n}.$$

La fonction d'onde du système $\psi(\xi, \vec{r})$ est fonction propre de l'hamiltonien total

$$H = T + H_A + V(\xi, \vec{r}).$$

Le potentiel d'interaction peut se mettre sous la forme d'un terme diagonal $V_d(r)$ à symétrie sphérique et d'un terme de couplage $V_c(\xi, \vec{r})$. Ainsi

$$(T + H_A + V_d(r) + V_c(\xi, \vec{r})) \psi(\xi, \vec{r}) = E \psi(\xi, \vec{r}).$$

En multipliant à gauche par $\psi_{J_n \Gamma_n}(\xi, \hat{r})$, et en intégrant sur $\hat{r}$ et ξ , on obtient un système de n équations couplées pour définir la fonction radiale $\phi_{n J_n}(r)$

$$\left\{ \nabla_r^2 - \frac{\ell_n(\ell_n+1)}{r^2} + k_n - \frac{2\mu}{\hbar^2} V_d(r) \right\} \phi_{n J_n \ell_n j_n}(r) = \sum_m U_{nm}(r) \phi_{m J_m \ell_m j_m}(r)$$

où

$$k_n = \frac{2\mu}{\hbar^2} (E - E_n), \quad \mu = \frac{m_x m_A}{m_x + m_A}$$

et

$$U_{nm}(r) = \frac{2\mu}{\hbar^2} \sum_{\lambda, \sigma, \gamma, m} \begin{pmatrix} j_n & I_n & J_n \\ \gamma_n & M_n & \Gamma_n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_m & I_m & J_m \\ \gamma_m & M_m & \Gamma_m \end{pmatrix} \int d\hat{r} Y_{\ell_n j_n \gamma_n}^*(\hat{r}) Y_{\ell_m j_m \gamma_m}(\hat{r}) \int d\xi \phi_{I_n}^{M_n*}(\xi) V_c(\xi, \vec{r}) \phi_{I_m}^{M_m}(\xi).$$

Dans le cas d'un noyau vibrationnel par exemple, les états $\phi_n(\xi)$ de la cible peuvent s'exprimer en fonction d'opérateur de création et d'annihilation de phonons agissant sur un état fondamental $|0\rangle$ à zéro phonon.

Le système intégral-différentiel précédent ne peut évidemment être résolu qu'en supposant un nombre fini n de voies couplées. En particulier, dans la DWBA, on n'utilise que les solutions avec U_{00} , ce qui donne la fonction d'onde dans la voie d'entrée, et U_{nn} , ce qui donne la fonction d'onde dans la voie de sortie (n), correspondant à la seule voie supposée ouverte. Bien entendu, le potentiel d'interaction $V(\xi, \vec{r})$ est le même que dans le cas du modèle optique ^{une partie réelle,} avec une partie imaginaire*, un terme spin-orbite et un terme d'interaction coulombienne. Toutefois ici, comme dans le cas de la diffusion inélastique précédente, les rayons réel, imaginaire et coulombien du noyau sont explicités de manière à mettre en évidence la déformation du noyau introduits par l'interaction projectile-noyau.

$$R = R_0 \left(1 + \sum_{\lambda \ell} \alpha_{\ell \lambda} Y_{\ell}^{\lambda}(\theta, \phi) \right).$$

Les différents potentiels peuvent être ainsi développés en puissances de $\sum_{\lambda \ell} \alpha_{\ell \lambda} Y_{\ell}^{\lambda}$ de manière à mettre en évidence les parties diagonales $V_d(r)$ et non diagonales $V(\xi, \vec{r})$.

Le calcul des sections efficaces s'effectue ensuite selon la méthode habituelle en séparant dans l'onde totale ψ les ondes incidente ψ_{inc} et diffusée ψ_{diff} . et en prenant le carré de l'amplitude de l'onde de diffusion ψ_{diff} . (voir réf. 54).

Il convient de noter que, dans le calcul des solutions, les fonctions d'onde élastique et inélastiques sont obtenues simultanément (équations couplées) et que, par conséquent, seuls des paramètres optiques pour la voie d'entrée sont nécessaires. Contrairement au cas de la DWBA, les calculs par équations couplées donnent des résultats satisfaisants à basse énergie et les paramètres de déformation obtenus sont généralement plus précis et ce, évidemment, d'autant plus que le couplage entre différentes voies est plus important.

3 - L'AMPLITUDE DE DIFFUSION DANS LA DWBA MICROSCOPIQUE ANTISYMETRISEE.

L'amplitude de diffusion de la DWBA est donnée par la formule habituelle :

$$T = \langle \chi_{f\sigma_f}, N_{JM,\pi} | V | \chi_{i\sigma_i}, N_{0,+} \rangle$$

* Du fait que les équations couplées tiennent compte exclusivement de certaines voies inélastiques, le potentiel imaginaire utilisé est inférieur ($\approx 10\%$) au potentiel DWBA correspondant. En ce sens, le premier ordre des équations couplées n'est donc pas strictement identique à la DWBA.

qui décrit l'excitation $0^+ \rightarrow J^\pi$ du noyau cible. Dans l'approximation de Born antisymétrisée, la fonction $|\chi N\rangle$ devient $A|\chi\rangle|N\rangle$, où

$$A = 1 - \sum_{i=1}^N P_{i0}$$

est l'antisymétriseur et P_{i0} l'opérateur d'échange entre le nucléon lié i et le nucléon libre 0 . $|\chi\rangle$ est la fonction d'onde de diffusion de la particule 0 et $|N\rangle$ la fonction d'onde du noyau cible calculée en l'absence de la particule libre. V est la somme des potentiels à deux corps v_{i0} .

Nous allons donner maintenant l'expression de T en fonction des éléments de matrice de l'opérateur à deux corps v . Pour les coefficients géométriques, qui ne seront pas donnés ici, nous utilisons le formalisme d'hélicité de J. Raynal (70).

3-1. Sans antisymétrisation. La fonction d'onde $|\chi N\rangle$ se réduit au produit $|\chi\rangle|N\rangle$ et le problème consiste à calculer l'élément de matrice partiel $\langle N_{JM,\pi} | V | N_{0,+} \rangle$, c'est-à-dire le "facteur de forme". Pour cela, nous devons tout d'abord définir l'état nucléaire $|N\rangle$ avec plus de précision. Soit a_{jm}^+ l'opérateur créant l'état $|jm\rangle$ du modèle des couches, dans un puits d'oscillateur harmonique ou de Woods-Saxon. L'opérateur de création de la quasi-particule (jm) est :

$$\xi_{jm}^+ = U_j a_{jm}^+ - (-)^{j-m} v_j a_{j-m}$$

et l'opérateur de création pour deux quasi-particules couplées à (JM) est :

$$B_{JM}^+(jj') = \sum_{mm'} \langle j'm', jm | JM \rangle \xi_{j'm'}^+ \xi_{jm}^+.$$

La fonction d'onde $|N_{JM,\pi}\rangle$ s'écrit :

$$|N_{JM,\pi}\rangle = \sum_{jj'} \{ X_{jj'}^J B_{JM}^+(jj') - (-)^{J-M} Y_{jj'}^J B_{J-M}(jj') \} |N_{0,+}\rangle,$$

où $|N_{0,+}\rangle$ est la fonction d'onde de l'état fondamental et X, Y les amplitudes données par le calcul RPA.

L'élément de matrice nucléaire $\langle N_{JM,\pi} | V | N_{0,+} \rangle$, qui dépend encore des coordonnées du projectile, peut s'écrire soit en termes des éléments de matrice de la force à deux corps entre les états du modèle des couches

$$\langle j' | v | j \rangle = \sum_{mm'} (-)^{j-m} \langle j'm', j-m | JM \rangle \langle j'm' | v | jm \rangle ,$$

soit en termes des éléments de matrice de quasi-particules :

$$\langle j' | v | j \rangle_{QP} = U_j, v_j \langle j' | v | j \rangle + U_j, v_j, \langle j | v | j' \rangle ;$$

c'est-à-dire

$$\begin{aligned} \langle N_{JM, \pi} | v | N_0 \rangle &= \sum_{jj'} X_{jj'}^J, \langle j' | v | j \rangle_{QP} + Y_{jj'}^J, \langle j | v | j' \rangle_{QP} \\ &= \sum_{jj'} \tilde{X}_{jj'}^J, \langle j' | v | j \rangle + \tilde{Y}_{jj'}^J, \langle j | v | j' \rangle \end{aligned}$$

où

$$\tilde{X}_{jj'}^J = U_j, v_j X_{jj'} + U_j, v_j, Y_{jj'} ,$$

$$\tilde{Y}_{jj'}^J = U_j, v_j, X_{jj'} + U_j, v_j Y_{jj'} .$$

Par suite, l'élément de matrice de transition T peut s'exprimer en termes des éléments de matrice à deux corps

$$T = \sum_{jj'} \{ \tilde{X}_{jj'}^J, \langle \chi_f j' | v | \chi_i j \rangle + \tilde{Y}_{jj'}^J, \langle \chi_f j' | v | \chi_i j \rangle \} .$$

3-2. Avec antisymétrisation. Lorsqu'on tient compte de l'antisymétrisation, on a $|\chi N\rangle = A|\chi\rangle|N\rangle$. L'un des effets de A est d'introduire dans l'amplitude ce que l'on appelle la "contribution d'échange" obtenue en échangeant χ et j dans l'expression de T. Ceci est probablement l'effet le plus important, la somme sur les configurations (jj') étant aussi cohérente pour le terme d'échange que pour le terme direct (12). Ainsi, en négligeant tous les autres termes introduits par l'antisymétrisation, l'amplitude de diffusion antisymétrisée s'écrit :

$$T_A = \sum_{jj'} \{ \tilde{X}_{jj'}^J, \langle \chi_f j' | v (|\chi_i j\rangle - |j \chi_i\rangle) + \tilde{Y}_{jj'}^J, \langle \chi_f j | v (|\chi_i j'\rangle - |j' \chi_i\rangle) \} .$$

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé :
Orsay, le 12 Mai 1969
Le Doyen de la Faculté
des Sciences,
G. POITOU

UNIVERSITÉ PARIS 13

Propositions de thèse par la Faculté

Sonovision - Imprimerie
104, rue Castagnary - Paris-XV^e
Dépôt légal n° 201 - 1969

Le 10/10/69
104, rue Castagnary
Paris-XV^e
Dépôt légal n° 201 - 1969

